



# Étude et réalisation par échange d'ions sur verre de guides d'onde à fort confinement pour des applications non-linéaires

Fabien Geoffray

## ► To cite this version:

Fabien Geoffray. Étude et réalisation par échange d'ions sur verre de guides d'onde à fort confinement pour des applications non-linéaires. Optique / photonique. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAT008 . tel-01168474

**HAL Id: tel-01168474**

**<https://theses.hal.science/tel-01168474>**

Submitted on 25 Jun 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et radiofréquences**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Fabien GEOFFRAY**

Thèse dirigée par **Jean-Emmanuel BROQUIN** et  
codirigée par **Lionel BASTARD**

préparée au sein de l'**Institut de Microélectronique,  
Électromagnétisme et Photonique – Laboratoire  
d'Hyperfréquences et de Caractérisation (IMEP-LaHC)**

dans l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique,  
Automatisme et Traitement du Signal (EEATS)**

## Étude et réalisation par échange d'ions sur verre de guides d'onde à fort confinement pour des applications non-linéaires

Thèse soutenue publiquement le **5 février 2015**,  
devant le jury composé de :

**Pr. Benoît BOULANGER**

Professeur des universités, Université Joseph Fourier, Grenoble

Président

**Dr. Daniel MILANESE**

Maître de conférence, Politecnico di Torino, Turin (Italie)

Rapporteur

**Pr. Philippe SIGNORET**

Professeur des universités, Université Montpellier 2, Montpellier

Rapporteur

**Pr. Nathalie DESTOUCHES CASTAGNA**

Professeur des universités, Université Jean Monnet, Saint-Étienne

Examinatrice

**Pr. Jean-Emmanuel BROQUIN**

Professeur des universités, Grenoble INP, Grenoble

Directeur de thèse

**Dr. Lionel BASTARD**

Maître de conférence, Grenoble INP, Grenoble

Co-directeur de thèse



---

---

*Success is stumbling from failure to failure with no loss of enthusiasm.*  
(Winston Churchill)

À ma famille. . .



---

# Remerciements

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été effectués à l'IMEP-LaHC, je souhaite donc tout d'abord remercier MM. Gérard Ghibaudo et Jean-Emmanuel Broquin, directeurs successifs du laboratoire pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans d'excellentes conditions.

Je remercie également sincèrement les membres du jury de ma soutenance. M. Benoit Boulanger, professeur de l'Université Joseph Fourier, de m'avoir fait l'honneur de présider ce jury, MM. Daniel Milanese, maître de conférence au Politecnico di Torino, et Philippe Signoret, professeur à l'Université Montpellier 2, d'avoir accepté de rapporter sur ce manuscrit et Mme. Nathalie Destouches Castagna, professeur à l'Université Jean Monnet de Saint-Étienne, d'avoir examiné ce travail.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à mes deux directeurs de thèse : Jean-Emmanuel Broquin et Lionel Bastard. Merci à vous de m'avoir laissé vivre mes propres expériences et montré que l'essentiel est de progresser pas après pas. Le chemin ainsi parcouru avec votre encadrement a été particulièrement enrichissant. Merci à Jean-Emmanuel d'avoir porté un regard exigeant sur mes travaux, me poussant sans cesse à me dépasser. Merci aussi d'avoir partagé ton sens aigu des relations humaines. Merci à Lionel pour les nombreuses heures passées en salle de caractérisation et la « nuit de la publi ».

Je veux aussi manifester toute ma reconnaissance à Aude Bouchard, responsable de la plateforme technologique, et Grégory Grosa, responsable de la plateforme de caractérisation optique, sans qui ces travaux de thèse ne seraient restés que de belles images sur un écran d'ordinateur. Merci à Aude pour ton implication, ta disponibilité et ta gentillesse, appréciables lorsque l'on se retrouve confronté aux aléas de la technologie. Merci à Greg pour ton expertise dans l'art de monter un banc de caractérisation. Merci aussi pour tous ces repas partagés, ces conversations diverses et variées.

## Remerciements

---

Je remercie également Guy Vitrant, responsable du thème PHOTO du laboratoire, pour toutes nos discussions, toujours constructives et intéressantes. Merci aussi de m'avoir autorisé à occuper une partie de ta salle de caractérisation. Merci à Élise et Davide pour toutes nos conversations tant sur des sujets scientifiques que sur les difficultés de la thèse. Votre aide a été précieuse tout au long de la thèse. Élise, ce fut un réel plaisir d'encadrer un stage et travailler avec toi sur l'échange thallium. Davide, se sera une joie que de pouvoir continuer à travailler ensemble. Un grand merci à Lydie et Manu pour votre bienveillance, votre soutien, les bonnes adresses grenobloises et la découverte d'un certain art de vivre.

Parce que la thèse aurait été bien différente sans toutes ces rencontres avec les thésards, merci à tous pour votre sympathie. Merci aux trois aînés : Bertrand, Armin et Thomas qui ont accueilli un petit nouveau dans leur bureau, vous m'avez montré la voie à suivre et avez été pour moi des exemples. Une mention spéciale pour Bertrand, à qui j'adresse les sincères salutations d'un ex-stagiaire et désormais collègue. Merci à Marco pour les cafés du matin, tes conseils avisés et ton soutien dans la dernière ligne droite. Merci aux autres thésards de l'équipe pour ces quelques années passées ensemble : Amélie, Elsa, François. Je remercie tous ceux qui ont partagé un temps le bureau A306 : Hana, Marcus, Anthony, Gerardo, Leila. Sans oublier Sandie, merci pour ton brin de folie, nos débats philosophiques et d'avoir supporté la blague quotidienne, courage, ce sera bientôt ton tour. Merci à Élodie pour la qualité de ton stage, ce fut une expérience très enrichissante. Merci à Medhi et Jérôme, pour s'être serré les coudes lors de la rédaction. Merci à vous et Inès pour votre travail de représentant des doctorants. Enfin, un salut amical aux nouveaux : Timothée et Thomas.

Un grand merci à toute l'équipe administrative : Valérie, Annaïck, Dalhila, Joelle, Chahla, puis Isabelle, pour votre efficacité, votre gentillesse et les clés du mercredi matin.

Je remercie tous ceux avec qui j'ai pu échanger au détour des couloirs ou autour d'un café : Carlos, Luca, Irina, Quentin, Alain, Adriana, Jean-Christophe, Xavier, Nicolas, Antoine, Serge, Martine, Mireille, Youla, Jean-Daniel, Stéphane, Benjamin. Merci à vous pour cette agréable ambiance.

Merci à mes amis : Pierre, Pauline, Benjamin B., Marc, Karim, Benjamin G., Fabien A., pour tous ces moments passés ensemble et pour avoir su me remonter le moral quand il le fallait. Pierre et Benjamin, je garderais un excellent souvenir de notre aventure franco-italo-suisse. Merci aussi aux membres du premier bureau du

Club de Photonique : Vincent, Adrien et Daniel, j'ai apprécié de pouvoir fonder ce Club avec vous. Merci aussi à la relève : Élodie B., Élodie J., et Thomas. Je remercie aussi tous ceux que j'ai pu oublier, mais qui, j'en suis sûr, se reconnaîtront.

Et pour finir, un immense merci à ma famille, mes grands-parents, mes parents, mes frères et ma sœur, mon oncle (l'autre docteur de la famille) pour leur précieuse affection et leur soutien indéfectible tout au long de ces années.

## Remerciements

---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Optique intégrée : contexte et enjeux</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.2 Origines et motivations de l'optique intégrée . . . . .	5
1.2.1 Naissance du concept de guide d'onde . . . . .	6
1.2.2 Formalisation . . . . .	6
1.2.3 Débuts des télécommunications optiques . . . . .	8
1.2.4 Intégration sur substrats planaires . . . . .	11
1.3 Substrats pour la photonique . . . . .	15
1.3.1 Semiconducteurs . . . . .	15
1.3.1.1 Silicium . . . . .	16
1.3.1.2 Semiconducteurs III-V . . . . .	18
1.3.1.3 Silice sur silicium . . . . .	19
1.3.2 Niobate de Lithium . . . . .	21
1.3.3 Polymères . . . . .	22
1.3.4 Verres . . . . .	24
1.3.4.1 Verres d'oxydes . . . . .	24
1.3.4.2 Autres verres . . . . .	28
1.4 Évolution des besoins . . . . .	29
1.5 Développements actuels et besoins futurs . . . . .	31
1.5.1 Intégration de microlasers . . . . .	31
1.5.1.1 Vers plus de densité d'intégration . . . . .	32

1.5.1.2	Vers plus de densité de puissance . . . . .	33
1.5.2	Capteur optofluidique : vers plus de longueur . . . . .	34
1.6	Objectifs de l'étude . . . . .	35
1.7	Conclusion . . . . .	37
<b>2</b>	<b>Électromagnétisme et échange d'ions : typologie des guides d'onde</b>	<b>39</b>
2.1	Introduction . . . . .	40
2.2	Optique guidée . . . . .	40
2.2.1	Formulation de l'équation d'onde . . . . .	40
2.2.2	Résolution de l'équation d'onde . . . . .	42
2.2.2.1	Espace libre . . . . .	43
2.2.2.2	Saut d'indice . . . . .	43
2.2.2.3	Gradient d'indice . . . . .	47
2.3	Échange d'ions . . . . .	48
2.3.1	Principe . . . . .	48
2.3.1.1	Composants du verre . . . . .	49
2.3.1.2	Dopants . . . . .	50
2.3.2	Modèle de diffusion . . . . .	52
2.3.2.1	Échange ionique à l'interface . . . . .	52
2.3.2.2	Migration des ions dans le volume du verre . . . . .	54
2.3.3	Résolution de l'équation de diffusion . . . . .	56
2.4	Simulations numériques . . . . .	58
2.5	Mise en œuvre : procédé technologique et types de guides . . . . .	58
2.5.1	Création du cœur : cas des guides de surface . . . . .	59
2.5.2	Migration du cœur : cas des guides enterrés . . . . .	61
2.5.2.1	Enterrage sous champ . . . . .	61
2.5.2.2	Enterrage thermique . . . . .	62
2.6	Conclusion . . . . .	63
<b>3</b>	<b>Étude du confinement : dimensionnement et caractérisations li- néaires</b>	<b>65</b>
3.1	Introduction . . . . .	65
3.2	Définition de la problématique . . . . .	66
3.2.1	Courbures : pertes par rayonnement . . . . .	66
3.2.2	Densité d'intégration : couplage directionnel . . . . .	68

3.2.3	Optique non-linéaire : notion d'aire effective . . . . .	69
3.2.4	Choix et calcul du critère de dimensionnement . . . . .	70
3.3	Dimensionnement . . . . .	71
3.3.1	Spécifications de la plateforme technologique . . . . .	71
3.3.2	Guide de surface . . . . .	72
3.3.3	Enterrage sous champ . . . . .	76
3.3.4	Enterrage thermique . . . . .	80
3.3.5	Synthèse des paramètres retenus . . . . .	83
3.4	Réalisation . . . . .	85
3.4.1	Guide de surface . . . . .	85
3.4.2	Enterrage sous champ . . . . .	86
3.4.3	Enterrage thermique . . . . .	89
3.4.4	Préparation de la puce . . . . .	90
3.5	Méthodes de caractérisation . . . . .	90
3.5.1	Mesure de la distribution modale . . . . .	90
3.5.1.1	Mesure de la taille de mode . . . . .	91
3.5.1.2	Mesure de la profondeur d'enterrage . . . . .	93
3.5.2	Mesure des pertes . . . . .	95
3.6	Résultats de caractérisation . . . . .	96
3.6.1	Guides de surface . . . . .	96
3.6.2	Guides enterrés sous champ . . . . .	98
3.6.3	Guides enterrés thermiquement . . . . .	99
3.6.4	Synthèse des résultats . . . . .	100
3.7	Conclusion . . . . .	101
<b>4</b>	<b>Étude en puissance : comportement non-linéaire</b>	<b>103</b>
4.1	Introduction . . . . .	104
4.2	Sources lasers impulsionnelles . . . . .	104
4.3	Seuil d'endommagement . . . . .	107
4.3.1	Revue bibliographique . . . . .	107
4.3.2	Mesures sur guides d'onde échangés . . . . .	109
4.3.2.1	Banc de caractérisation . . . . .	110
4.3.2.2	Guides enterrés . . . . .	111
4.3.2.3	Guides de surface . . . . .	112
4.3.3	Origine de l'endommagement : agrégats d'argent . . . . .	113



4.3.3.1	Cas du verre GO14 massif . . . . .	114
4.3.3.2	Transmission des guides d'onde dans le visible . . .	115
4.3.4	Synthèse . . . . .	117
4.4	Phénomènes non-linéaires en optique intégrée . . . . .	118
4.4.1	Polarisation non-linéaire du troisième ordre . . . . .	119
4.4.2	Effet Kerr optique . . . . .	120
4.4.2.1	Automodulation de phase . . . . .	121
4.4.2.2	Diffusion Raman . . . . .	122
4.4.3	Mélange à quatre ondes . . . . .	123
4.5	Non-linéarité des guides d'onde réalisés par échange d'ions . . . . .	125
4.5.1	Régimes non-linéaires . . . . .	125
4.5.2	Détermination de la dispersion chromatique . . . . .	126
4.5.3	Choix de la durée des impulsions . . . . .	128
4.6	Modélisation de l'amplification Raman : puissance seuil . . . . .	129
4.7	Mesures sur fibres de spectres non-linéaires . . . . .	131
4.7.1	Montage d'un banc dédié . . . . .	132
4.7.2	Étude en fonction de la longueur . . . . .	133
4.7.3	Étude en fonction de la puissance . . . . .	135
4.8	Diffusion Raman stimulée en optique intégrée sur verre . . . . .	137
4.8.1	Guides courts . . . . .	137
4.8.2	Guides longs . . . . .	139
4.9	Synthèse et perspectives à court terme . . . . .	143
4.10	Conclusion . . . . .	145
<b>5</b>	<b>Changement de paradigme : perspectives à long terme</b>	<b>147</b>
5.1	Introduction . . . . .	148
5.2	Confinement et contraste d'indice . . . . .	148
5.2.1	Confinement dans un guide à saut d'indice . . . . .	148
5.2.2	Extraction du contraste d'indice . . . . .	150
5.3	Échanges testés . . . . .	151
5.3.1	Échange potassium . . . . .	152
5.3.2	Échange thallium . . . . .	153
5.4	Vers une rupture technologique . . . . .	155
5.4.1	Première démonstration . . . . .	155
5.4.2	Perspectives ouvertes . . . . .	158

5.5 Conclusion . . . . .	159
<b>Conclusion</b>	<b>161</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>165</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>171</b>
<b>Listes des symboles</b>	<b>173</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>179</b>



# Introduction

Les débuts de l'optique intégrée sont marqués par la publication de S. E. Miller en 1969 dans le *Bell Systems Technical Journal*. La formalisation de ce concept fait suite aux travaux menés, notamment au sein des *Bell Labs*, sur la mise au point de la technologie planaire pour la microélectronique. Cette technologie est alors avantageusement adaptée à la réalisation de dispositifs optiques sur substrats planaires.

L'élaboration des premiers composants d'optique intégrée accompagne l'essor des télécommunications optiques suite à la démonstration de l'effet LASER (angl. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) par T. H. Maiman en 1960, puis par la production par *Corning* de fibres optiques avec de faibles pertes par propagation 10 ans plus tard. L'optique intégrée intervient alors au niveau des interconnexions du lien optique ainsi constitué, en remplissant les fonctions de mise en forme, de distribution et de traitement du signal optique. Les différents matériaux utilisés comme substrats pour l'intégration de fonctions optiques ont entraîné la création de plusieurs filières technologiques. Parmi celles-ci, s'est développé, en particulier à Grenoble au laboratoire IMEP-LaHC, l'optique intégrée sur verre, qui offre une excellente compatibilité avec les fibres optiques en silice. Dans ce contexte, l'échange d'ions argent/sodium est couramment employé pour produire des guides d'onde présentant de faibles pertes par propagation dans le proche infrarouge. Des sources laser émettant à de telles longueurs d'onde, correspondant à la troisième fenêtre des télécommunications autour de  $1,5\mu\text{m}$ , ont par exemple été conçues au laboratoire par échange d'ions argent sur substrats de verre dopés avec des terres rares.

Plus récemment, l'optique intégrée a évolué vers des microsystèmes optiques, et la technologie développée pour les télécommunications est employée pour la réalisation de capteurs. L'intégration sur verre par échange d'ions est ici particulièrement at-

tractive car cette technologie permet la réalisation à moindre coût de petites séries de composants spécifiques. Cette transition du marché de masse des télécommunications optiques vers des marchés de niches avec diverses applications induit l'émergence de nouveaux besoins, notamment en matière de longueur de propagation ou de confinement du champ électromagnétique. Par exemple, la conception d'un capteur optofluidique dédié à la mesure de l'absorption d'espèces radioactives a été étudié au laboratoire IMEP-LaHC. Entre autres pistes d'optimisation, l'intégration de guides longs enroulés en spirale et fonctionnant aux longueurs d'onde visible a été proposé. Par ailleurs, les puissances atteintes avec les microlasers intégrés sur verre sont compatibles avec la génération d'effets non-linéaires. Afin d'étudier ces derniers dans les guides d'onde, il est nécessaire de pouvoir fortement confiner le champ électromagnétique sur de grandes distances.

Dans le présent manuscrit, nous proposons donc l'étude des performances ultimes de la technologie de l'échange d'ions argent/sodium sur verre en vue de répondre à ces nouveaux enjeux de l'optique intégrée. La présentation de ce travail de thèse est organisée en cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous retraçons la chronologie des travaux ayant abouti à la naissance de l'optique intégrée et montrons le rôle majeur de celle-ci dans le développement des télécommunications optiques. Les différentes filières technologiques sont alors présentées selon le substrat utilisé. Nous montrons ensuite l'orientation plus récente de l'optique intégrée vers de nouveaux enjeux sociétaux comme la santé ou l'environnement. Pour cela, les technologies mises au point pour les télécommunications, et spécifiquement l'échange d'ions sur verre, évoluent vers l'élaboration de microsystèmes optiques dont nous dressons un état de l'art afin d'identifier les besoins émergents. Ce chapitre se conclut en fixant les objectifs pour cette thèse qui vise à réaliser par échange d'ions argent/sodium sur verre un guide d'onde à fort confinement et suffisamment long pour la génération d'effets non-linéaires.

Le second chapitre est consacré, d'une part, à la description théorique de la propagation de la lumière en optique guidée afin d'explicitier la condition de guidage. D'autre part, à l'étude de la physique de l'échange d'ions utilisé pour satisfaire cette condition de guidage et ainsi parvenir à l'intégration de fonctions optiques. Les outils numériques nécessaires pour la résolution des équations différentielles des modèles théoriques ainsi que le protocole de simulation sont détaillés par la suite. Enfin, nous

---

présentons les trois types de guides qu'il est possible de réaliser par échange d'ions et que nous choisissons d'analyser au cours de cette thèse.

Une première étude concernant le confinement modal dans les guides d'onde est présentée dans le troisième chapitre. Pour cela, nous cherchons dans un premier temps un critère de dimensionnement et définissons la notion d'aire effective issue de l'optique non-linéaire. Les outils de simulations sont ensuite utilisés afin d'optimiser les paramètres technologiques de réalisation des trois types de guides d'ondes pour obtenir une aire effective minimale. L'étude se termine par la caractérisation des guides obtenus avec les paramètres sélectionnés. Outre la mesure de l'aire effective, la caractérisation des guides d'onde est complétée par la mesure des pertes de propagation dans les différents guides.

La deuxième étude se focalise sur le comportement des guides d'onde lorsque ceux-ci sont soumis à de fortes puissances. Le quatrième chapitre débute donc par un bref rappel sur les sources lasers impulsionnelles pour lesquelles de fortes puissances crêtes sont atteintes, de l'ordre de la dizaine de kilowatts pour la source employée au cours de cette étude. Nous mettons alors en évidence un seuil d'endommagement correspondant à la densité de puissance maximale supportée par les guides. Nous nous intéressons ensuite aux effets non-linéaires susceptibles de se produire dans les guides d'ondes avec de telles densités de puissance. Les différents régimes non-linéaires sont alors décrits et dans notre cas d'étude, nous développons un modèle pour définir un critère d'évaluation des performances non-linéaires des guides d'onde. Les résultats obtenus sur fibres optiques nous permettent de valider ce critère qui nous sert alors à estimer le potentiel des guides d'onde réalisés par échange d'ions sur verre.

Le dernier chapitre de ce manuscrit est dédié à la présentation des résultats obtenus par échange d'ions thallium/sodium. Il s'agit alors d'une alternative à l'échange argent/sodium qui ouvre de nouvelles perspectives pour l'intégration de guides d'onde à fort confinement.



# Chapitre 1

## Optique intégrée : contexte et enjeux

### 1.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation du contexte des travaux de cette thèse, à savoir l'étude des performances ultimes des dispositifs d'optique intégrée sur verre réalisés par échange d'ions. Nous débuterons par un rappel historique sur la naissance de l'optique intégrée, depuis les premières démonstrations de guidage de la lumière jusqu'à l'intégration des fonctions optiques sur substrats planaires. Les différentes filières technologiques permettant aujourd'hui de réaliser des circuits optiques intégrés (*Photonic Integrated Circuits*, PIC en anglais) seront ensuite brièvement décrites. Parmi celles-ci, nous nous intéresserons alors plus particulièrement à l'intégration sur substrat de verre grâce à la technologie de l'échange d'ions. Cette dernière offre en effet la possibilité de fabriquer à moindre coût des composants spécifiques, qu'ils soient passifs, comme des capteurs, ou actifs tels que des lasers. À partir de l'état de l'art des dispositifs existants, nous identifierons les besoins futurs et les caractéristiques des guides d'onde qu'il serait intéressant d'améliorer. Enfin, nous conclurons ce chapitre en fixant des objectifs permettant de répondre à ces problématiques.

### 1.2 Origines et motivations de l'optique intégrée

L'optique intégrée repose sur le guidage de la lumière et son confinement dans une zone prédéfinie, qualifiée de guide d'onde, d'un substrat plan. Deux catégories



de guides d'onde sont mises au point à la fin du XIX<sup>e</sup> siècle : les guides métalliques à cœur creux et les guides diélectriques. Les premiers sont utilisés dans le domaine des micro-ondes, tandis que les seconds permettent de propager la partie optique – des ultraviolets aux infrarouges – du spectre électromagnétique. Dans cette section, nous portons notre attention uniquement sur les guides d'onde diélectriques.

### 1.2.1 Naissance du concept de guide d'onde

La première mise en évidence du phénomène de guidage de la lumière est attribuée à J.-D. Colladon. Ce professeur de mécanique des fluides chercha un moyen de montrer à ses élèves la forme que prend un liquide se déversant par une ouverture de taille variable. C'est ainsi que Colladon eu l'idée, en 1842, d'éclairer le liquide par l'intérieur [1] en collectant la lumière du soleil avec un dispositif semblable à celui représenté sur la figure 1.1. Colladon nota alors que la lumière suit la courbure de l'écoulement, tandis que la propagation des rayons lumineux était figurée jusque là par des trajectoires rectilignes. La lumière est donc comme guidée par la veine liquide. La même année J. Babinet<sup>1</sup>, qui avait déjà effectué cette observation en versant le contenu d'une carafe dont le fond était éclairé par une bougie, répliqua l'expérience en illuminant un barreau de verre *crown*<sup>2</sup> de Saint-Gobain [2], courbé de manière quelconque. Cette dernière expérience préfigure ce qui deviendra ultérieurement les fibres optiques. Auguste de la Rive proposa en 1851 d'employer une lampe à arc produisant un éclat intense [3]. Les fontaines illuminées devinrent populaires alors qu'elles furent utilisées à l'opéra de Paris pour *Faust* en 1859 et durant l'exposition universelle de Paris en 1889.

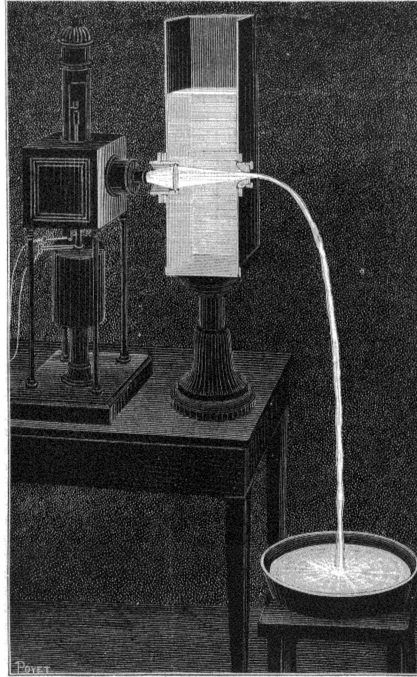
### 1.2.2 Formalisation

La communauté scientifique de Londres, particulièrement sous l'impulsion de M. Faraday, s'intéressa aux expérimentations menées en France. Ainsi son successeur à la *Royal Institution*, J. Tyndall, reproduisit l'expérience de la fontaine illuminée, douze ans après la première démonstration de Colladon, lors de cours ouverts au

---

<sup>1</sup> Jacques Babinet succéda à Augustin-Jean Fresnel à la Société philomathique de Paris. Fresnel participa activement au développement de la théorie ondulatoire de la lumière avec ses travaux sur la polarisation. C'est également Fresnel qui établit les coefficients de réflexion et de transmission au niveau d'un dioptré optique.

<sup>2</sup> Le verre crown est un type de verre utilisé en optique, notamment pour la fabrication des lentilles. Il s'agit d'un silicate alcalin dont l'exemple le plus courant est le verre borosilicate BK7.



**FIGURE 1.1** – Représentation de l'expérience de la fontaine de Colladon éclairée par une lampe à arc, comme suggéré par Auguste de la Rive, d'après [4].

public [3,5]. Tyndall expliqua alors que le guidage de la lumière dans la veine liquide, formée par l'eau qui s'écoule, est le résultat de la réflexion totale interne à l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction différents. Dès 1842, Colladon souligna le rôle de la réflexion totale avec des considérations d'optique géométrique :

*Les rayons lumineux traversent la lentille et le liquide, . . . , ils rencontrent sa surface sous un angle assez petit pour éprouver une réflexion intérieure totale ; le même effet se reproduit à chaque nouveau point d'incidence, en sorte que la lumière circule . . . comme dans un canal, et en suit toutes les inflexions.* (Daniel Colladon, 1842 [1])

Néanmoins Tyndall formula un ensemble théorique complet dans son traité sur la lumière [6] qui fait date depuis<sup>1</sup>. Le guidage de la lumière se produit donc lorsqu'un milieu d'indice élevé – la région définie par ce milieu est appelée cœur – est entouré par un matériau d'indice inférieur. Par réflexion totale à l'interface entre les deux milieux, la lumière reste alors localisée dans le cœur.

<sup>1</sup> L'expérience de la fontaine illuminée fut suggérée à John Tyndall par Michael Faraday. Faraday souffrant alors de pertes de mémoire ne mentionna pas les travaux précurseurs de Colladon à Paris. La notion de guidage de la lumière est donc souvent injustement attribué à Tyndall.

Parallèlement, J. C. Maxwell, au *King's College*, reprit les travaux de Faraday sur la rotation de la polarisation de la lumière soumise à un champ magnétique. À partir des développements en électricité et en magnétisme<sup>1</sup>, Maxwell édifia une théorie unifiée [7, 8] qui décrit la lumière comme un champ électromagnétique, en accord avec les observations de Faraday. O. Heaviside [9] lui donna finalement en 1892 sa forme actuelle à quatre équations. Ces équations constituent aujourd'hui encore le cœur de la description de nombreux phénomènes optiques et forme la représentation la plus complète, englobant l'optique géométrique, de la lumière en dehors de la théorie quantique. Les équations de Maxwell permettent ainsi d'écrire l'équation d'onde qui est à la base de la description de la propagation guidée [10].

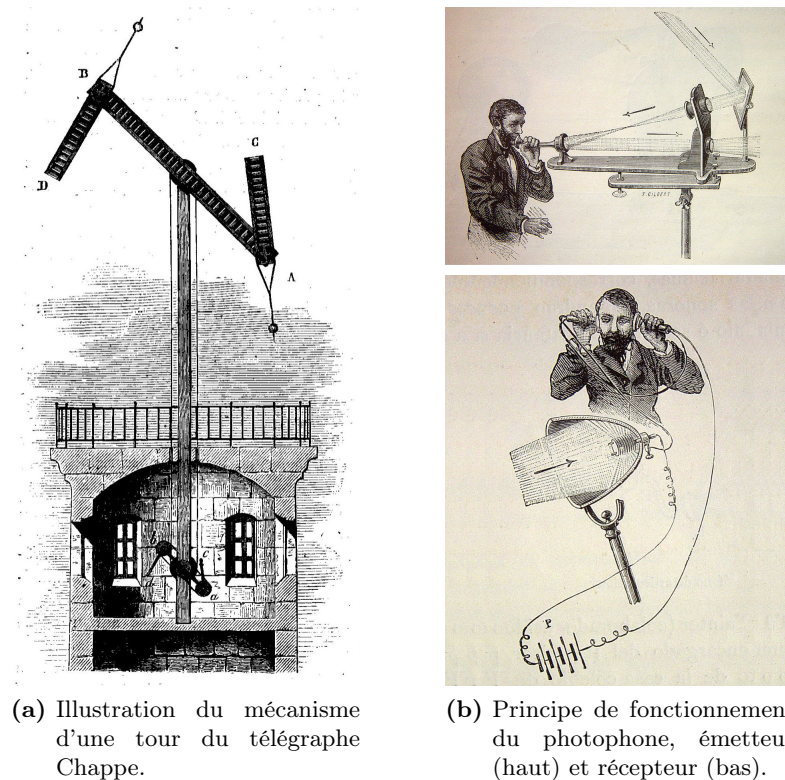
### 1.2.3 Début des télécommunications optiques modernes : invention du photophone

L'essor de l'optique, puis de l'optique guidée, a été porté par les besoins croissants en moyens de communication au cours de la révolution industrielle. La mise au point par C. Chappe à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle du télégraphe optique aérien, montra la valeur des systèmes de télécommunications optiques pour couvrir de grandes distances. En effet un mat monté sur un sémaphore, tel que représenté sur la figure 1.2(a), permettait de coder un message qui était alors transmis de proche en proche. Le télégraphe Chappe contribua à l'établissement de la République suite à la révolution française et fut la meilleure réponse à ceux qui pensaient que la France était trop étendue [11]. À son apogée, en 1844, le système comptait 534 tours sur l'ensemble du territoire. Il formait alors le premier réseau de télécommunication avec plus de 5000 km de ligne, avant d'être remplacé par le télégraphe électrique.

Quelques années plus tard, A. G. Bell, déjà connu pour ses travaux sur le téléphone, contribua également à l'émergence des télécommunications optiques avec l'invention en 1880 du photophone [12] dont le principe est illustré sur la figure 1.2(b). Le dispositif imaginé par Bell marque les prémices des systèmes modernes, avec une modulation – la lumière constitue ce que l'on appelle la porteuse – au niveau de l'émetteur, suivi d'une démodulation au niveau du récepteur. En effet, le son de la voix, amplifiée par un microphone, fait vibrer un miroir qui réfléchit la lumière du soleil. Le signal ainsi transmis, avec une portée de l'ordre de 200 m, est collecté par un miroir parabolique. Le faisceau lumineux est alors focalisé sur un cristal de sélénium

---

<sup>1</sup> Théorèmes de Gauss, Ampère et Faraday.

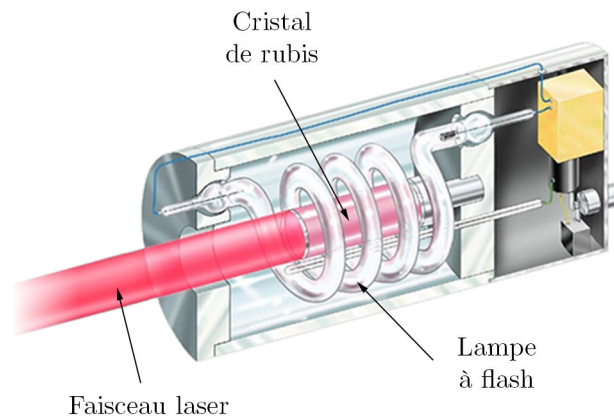


**FIGURE 1.2** – Deux exemples de systèmes de télécommunications optiques.

qui retranscrit le son original de la voix. Ce premier système de communication sans fil était trop dépendant des conditions météorologiques, et ne fut donc pas déployé.

Après l'expérience de Babinet en 1842 sur des barreaux de verre, l'idée d'utiliser un guide d'onde diélectrique pour véhiculer un signal fut reprise au début du XX<sup>e</sup> siècle. Aussi en 1927 J. L. Baird, puis C. W. Hansell<sup>1</sup> en 1930, se servirent de fibres optiques pour transmettre des images pour la télévision [13,14]. En revanche, les pertes élevées – de l'ordre de 1000 dB/km [15] – limitait la propagation à de courtes distances. Finalement, il faut attendre la seconde moitié du XX<sup>e</sup> siècle pour que des avancées technologiques notables soient réalisées. En 1960, T. H. Maiman mesura l'émission stimulée d'un cristal de rubis [16], démontrant expérimentalement le phénomène LASER (angl. *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*).

<sup>1</sup> Clarence Weston Hansell a déposé plus de 300 brevets, dont celui de la première imprimante à jet d'encre – capable d'imprimer 750 mots à la minute. Seul Thomas Edison avait détenu plus de brevets.

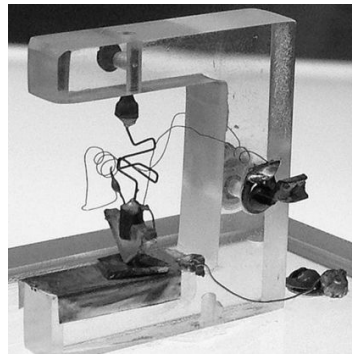


**FIGURE 1.3** – Représentation du premier laser à rubis conçu par Maiman.

Dans le dispositif conçu par Maiman, représenté sur la figure 1.3, le cristal est soumis à l'éclairage intense d'une lampe stroboscopique et agit comme un milieu actif. L'énergie lumineuse ainsi conférée au rubis par pompage optique est amplifiée puis émise sous forme d'un faisceau laser. Deux ans plus tard, trois équipes obtinrent quasiment simultanément de l'émission stimulée dans une jonction p-n d'arséniure de gallium (GaAs) [17–19] dont le gain dépend du pompage électrique. Ces premières diodes lasers fournissaient donc un signal monochromatique aisément modulable et constitueront dès lors la porteuse de prédilection dans les systèmes de télécommunications. Conjointement, le développement de fibres optiques avec des pertes réduites – 20 dB/km à 632,8 nm, la longueur d'onde d'émission du laser HeNe – par *Corning* [20] permit d'envisager la transmission de signaux sur de grandes distances indépendamment de l'environnement extérieur. Le lien optique est enfin complété par la détection du signal à l'aide de photodiodes en matériaux semiconducteurs. Les conditions furent donc réunies pour que commence le véritable essor des télécommunications optiques modernes. Les travaux de C. K. Kao et G. A. Hockham [21] montrèrent tout le potentiel d'un tel système de lien optique, ouvrant la voie au déploiement à grande échelle des télécommunications optiques, de l'ordre de 160 millions de kilomètres de fibre optique par an en 2009 [22]. Avec une croissance continue, portée entre autre par la mise en place progressive du FTTH (angl. *Fiber To The Home*), le réseau devra compter quelques 3 milliards de kilomètres en 2015 – soit plus de 75000 fois la circonférence de la Terre.

### 1.2.4 Intégration sur substrats planaires : travaux aux *Bell Labs*

Les demandes en télécommunications et en traitement du signal guidèrent les évolutions technologiques dans le domaine de l'électronique comme de l'optique guidée. De très nombreux travaux sont alors issus des *Bell Labs*<sup>1</sup>. Parmi ceux-ci, figurent quelques jalons remarquables, à commencer par le transistor à point de contact en germanium, illustré sur la figure 1.4(a), mis au point par J. Bardeen et W. H. Brattain [23,24]. À la suite des travaux de G. K. Teal sur les semi-conducteurs [25], un des chimistes des *Bell Labs* envisagea le passage au silicium [26]. *Texas Instruments* érigea ensuite le silicium en standard pour l'industrie de la microélectronique<sup>2</sup>.



(a) Premier transistor à point de contact développé aux *Bell Labs*.



(b) Transistor planaire commercialisé par *Fairchild Semiconductor*.

**FIGURE 1.4** – Évolution du transistor du germanium en volume vers le silicium en planaire.

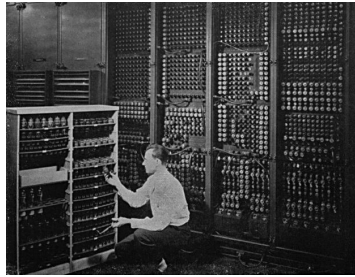
L'intégration de circuits à base de transistor (*Integrated Circuits*, IC – parfois *Electronic IC*, EIC –, en anglais) a été effectuée en appliquant un procédé de photolithographie [27], accompagné du masquage par un oxyde [28] et de la diffusion de dopants [29]. J. S. Kilby<sup>3</sup> conçut en 1959 le premier circuit intégré [30,31] exploitant ces technologies. En 1960, J. A. Hoerni établit un procédé de fabrication planaire [32]

<sup>1</sup> Les *Bell Labs* furent d'abord connus sous le nom de *Volta Bureau and Laboratory* fondé par Bell lui-même suite à ses travaux sur le téléphone. Alexander Graham Bell contribua aussi à la création de AT&T (angl. *American Telephone & Telegraph*) auquel furent un temps rattachés les *Bell Labs*.

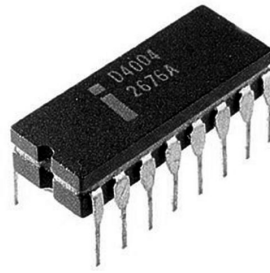
<sup>2</sup> Teal quitta les *Bell Labs* pour établir un groupe de recherche au sein de *Texas Instruments* où il démontra les performances supérieures du silicium vis-à-vis du germanium utilisé jusque là. C'est surtout le bon contrôle de l'oxyde de silicium, la silice ( $\text{SiO}_2$ ), qui a contribué à la prédominance du silicium comme semiconducteur idéal pour les transistors MOS (angl. *Metal Oxide Semiconductor*)

<sup>3</sup> Jack S. Kilby est lauréat du prix Nobel 2000 pour ces travaux sur le premier circuit intégré.

afin de définir les régions actives et de fonctionnaliser les substrats de silicium. Ce procédé assure ainsi un coût réduit pour une production en masse, autorisant un lancement commercial par *Fairchild Semiconductor* [33, 34] des premiers dispositifs microélectroniques. À titre d'exemple, un transistor planaire est représenté sur la figure 1.4(b). En remplaçant les tubes à vide de l'ENIAC (angl. *Electronic Numerical Integrator Analyser and Computer*), considéré comme le premier ordinateur, les circuits intégrés permirent de réduire significativement les dimensions, comme l'illustre la figure 1.5. Pour comparaison le premier microprocesseur 4004 produit par *Intel* est l'équivalent de l'ENIAC.



(a) Un des panneaux de tubes à vide de l'ENIAC



(b) Premier microprocesseur commercialisé par *Intel*  
(Image © BY-SA 3.0)

**FIGURE 1.5** – Exemple de réduction des dimensions, 23 ans séparent les deux images.

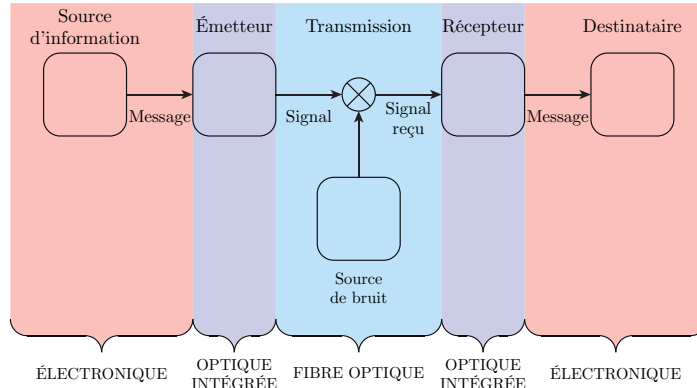
En reprenant la même volonté d'intégration, S. E. Miller, toujours aux *Bell Labs*, proposa en 1969 d'appliquer les technologies de la microélectronique à l'optique guidée. Ainsi, il suggéra dans son article fondateur *Integrated Optics : An Introduction* [35] de définir une région par photolithographie dont l'indice de réfraction est ensuite modifié par un procédé de diffusion, d'implantation ou d'échange ionique. Les guides d'onde fabriqués de la sorte peuvent alors être utilisés pour contrôler et modifier un faisceau laser, Miller parle d'ailleurs de « circuits laser » (*laser circuitry* en anglais). Cette technologie d'optique intégrée est donc pressentie comme particulièrement adaptée aux télécommunications. Les bases d'un tel système de communication peuvent être représentées par un diagramme comme celui proposé par C. E. Shannon [36] sur la figure 1.6(a). Dans ce schéma, le message est traité de façon électronique au niveau de la source d'information. Ce message est ensuite converti en signal optique par l'émetteur au travers de la modulation d'une onde lu-

mineuse porteuse. La transmission sur de longues distances est assurée par des fibres optiques. Le signal reçu est retranscrit par le récepteur en message électronique pour le destinataire. Les dispositifs d'optique intégrée trouvent alors leur place aux deux extrémités du lien optique à l'interface entre l'électronique et les fibres optiques, au niveau de l'émetteur et du récepteur. Différentes briques élémentaires sont alors envisagées, Miller détaille par exemple ce qui pourrait être le premier laser intégré, où l'amplification est obtenue en dopant le matériau avec des terres rares – du néodyme dans ce cas – et la cavité est réalisée par deux miroirs – Miller évoque des lignes régulièrement espacées, qui constitue un réseau de Bragg. Un filtre réjecteur de fréquence ainsi qu'un coupleur et une jonction sont également imaginés par Miller. Ces fonctions élémentaires peuvent être réunies sur un seul et même substrat, auquel cas l'émission et la réception du signal est effectuée par des composants monolithiques comme ceux représentés sur la figure 1.6(b). L'autoalignement des fonctions confère une bonne stabilité mécanique aux puces d'optique intégrée. Ces dispositifs offrent de nombreux autres avantages comme l'isolation face aux perturbations thermiques, l'immunité aux interférences électromagnétiques, et la possibilité d'une production de masse permettant de réduire le coût unitaire de chaque dispositif.

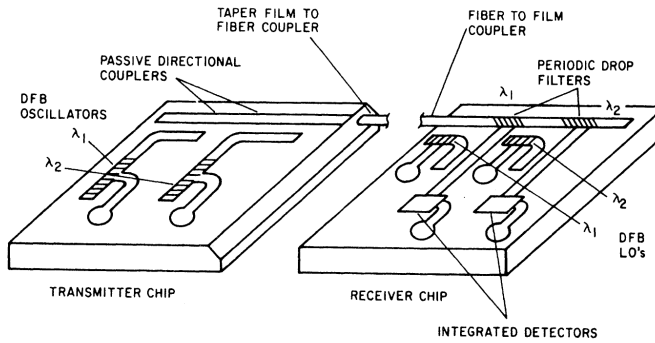
L'article de référence de Miller marque la naissance de l'optique intégrée en tant que discipline à part entière. L'affiliation avec l'électronique donnera le nom de photonique à ce nouveau domaine où le photon remplace l'électron comme vecteur de l'information. Comme on parle d'EIC pour l'électronique, on parlera de PIC (angl. *Photonic Integrated Circuit* ou de manière équivalente PLC pour *Planar Lightwave Circuit*). La recherche dans cette thématique est particulièrement prolifique au cours des années 70, en atteste la quantité de publications dans le *Bell Systems Technical Journal*, dont les travaux de E. A. J. Marcatili [38,39]. De nombreuses références sont par ailleurs disponibles dans la revue bibliographique de R. Kompfner [40]. Seulement quelques mois après la publication de Miller, les premiers guides d'onde sur verre sont réalisés au sein des *Bell Labs* par J. E. Goell et R. D. Standley [41,42]. Les guides sont obtenus dans une couche mince de verre Corning 7059 déposée par pulvérisation cathodique sur une lame de microscope. Les pertes par propagation sont alors estimée à 1 dB/cm. La lumière diffusée lors de la propagation dans un guide courbe est visible sur la figure 1.7(a).

Les recherches furent ensuite portées par le développement du DWDM (angl. *Dense Wavelength Division Multiplexing*) [44]. Cette approche consiste à multiplier





(a) Diagramme d'un système de communication, d'après [36].

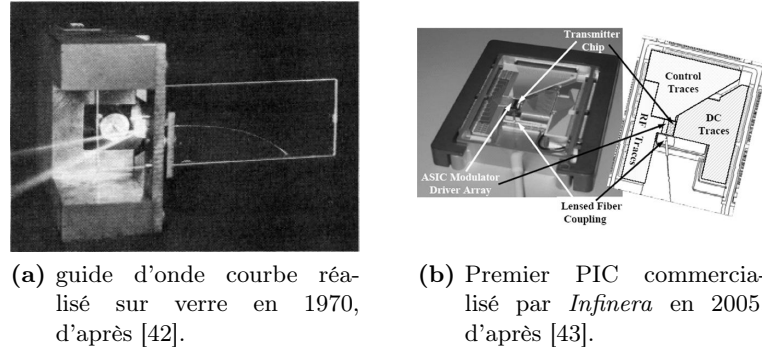


(b) Composants monolithiques d'optique intégrée pour l'émetteur et le récepteur, d'après [37].

**FIGURE 1.6** – Positionnement des dispositifs d'optique intégrée au niveau de l'émetteur et du récepteur, à l'interface entre l'électronique et les fibres optiques.

les canaux de transmission qui correspondent chacun à une longueur d'onde définie<sup>1</sup>. Ces différents canaux sont transmis sur la même fibre optique par multiplexage en longueur d'onde au niveau de l'émetteur. L'opération inverse de démultiplexage est effectuée au niveau du récepteur. Ceci nécessite la mise au point de circuits optiques capables d'assurer ces deux fonctions. Ces développements donneront lieu à la commercialisation du premier système DWDM. En 2005, *Infinera* annonça la mise sur le marché d'un système à destination des télécommunications optiques [43], où 50 fonctions optiques, puis 600 en 2012, sont intégrées sur une puce monolithique de phosphore d'indium (InP). Le composant est montré sur la figure 1.7(b). Dans un livre blanc [45], *Infinera* envisage un développement exponentiel des PIC à l'image

<sup>1</sup> La définition des canaux, correspondant à différentes longueurs d'onde régulièrement espacées, est fixé par la norme G.694.1 de l'ITU-T (angl. *Telecommunication Standardization Sector of the International Telecommunication Union*)



**FIGURE 1.7** – Exemples de circuits optiques intégrés.

de la loi de Moore pour la microélectronique. En outre, avec l’augmentation des débits et le déploiement de la FTTH, où la fibre arrive jusqu’à l’utilisateur final, les recherches actuelles tendent à repousser les frontières entre électronique et photonique. La convergence des deux domaines passe par l’intégration poussée sur des OEIC (angl. *Opto-Electronic Integrated Circuits*) des fonctions électroniques et optiques.

### 1.3 Substrats pour la photonique

Il existe en photonique une grande variété de composants comme des sources, des modulateurs, des multiplexeurs, des détecteurs. Par conséquent, là où la microélectronique se concentre principalement sur le silicium, l’optique intégrée nécessite une grande diversité de matériaux dont les propriétés sont adaptées aux fonctions spécifiques à réaliser. Par exemple, les photodétecteurs sont fabriqués exclusivement à base de semiconducteurs – silicium (Si), arséniure d’indium gallium (InGaAs) – alors que les modulateurs les plus performants sont réalisés à base de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) qui est un cristal électro-optique. Afin de se familiariser avec le paysage actuel de la photonique, nous proposons ici une présentation des principaux substrats présents sur le marché et employés pour l’intégration optique.

#### 1.3.1 Semiconducteurs

La recherche sur l’optique intégrée s’est naturellement intéressée aux semiconducteurs et en premier lieu au silicium comme plateforme technologique pour la réalisation de dispositifs.

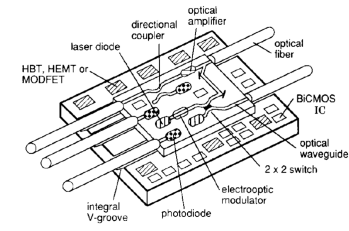
### 1.3.1.1 Silicium

Le silicium est un semiconducteur possédant un gap indirect, dont l'énergie vaut 1,1 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde de 1,1  $\mu\text{m}$ . Par conséquent, le silicium est absorbant dans le visible – énergies supérieures à celle du gap – et transparent dans le proche infrarouge – énergies inférieures au gap. Le silicium est alors un matériau adapté pour les détecteurs. W. S. Boyle et G. E. Smith [46] proposent aux *Bell Labs* l'architecture d'un détecteur dit CCD (angl. *Charge-Coupled Device*) dont le principe est très rapidement démontré expérimentalement [47]. Le silicium est aussi un matériau de choix pour la conception de systèmes de télécommunications optiques en raison de la compatibilité CMOS des procédés de fabrication des guides d'onde. Ceci laisse entrevoir la co-intégration de l'électronique et de la photonique par la réalisation de dispositifs optoélectroniques [48], à l'image de la « super-puce » de la figure 1.8(a) proposée par R. A. Soref [49]. Les premiers guides d'onde en silicium monocristallin pour l'infrarouge moyen sont rapportés par R. A. Soref *et coll.* [50] en 1986. Le contraste d'indice nécessaire pour le guidage de la lumière est obtenu grâce aux différents niveaux de dopage du silicium. En effet le substrat est fortement dopé de type N<sup>1</sup>. La densité élevée de porteurs libres tend à réduire l'indice de réfraction du substrat. Les guides d'onde sont ensuite réalisés par épitaxie de silicium, puis par photolithographie et gravure. Le contraste d'indice peut être obtenu en employant d'autres alternatives telles que le SOI [51] (angl. *Silicon-On-Insulator*) ou le SOS [52] (angl. *Silicon-On-Sapphire*), pour lesquelles la croissance de silicium est effectuée sur une couche d'indice inférieur, respectivement de la silice et du saphir. Bien que le silicium dans sa forme monocristalline soit le plus répandu pour la photonique, des travaux sont également menés sur le silicium amorphe [53] et sur le silicium polycristallin [54]. Néanmoins pour ces derniers, la diffusion de la lumière due aux joints de grain cause des pertes par propagation intrinsèquement plus élevées que celle dans le silicium monocristallin. De la sorte, les pertes par propagation sont de l'ordre de 15 dB/cm pour les guides d'onde en silicium polycristallin [54]

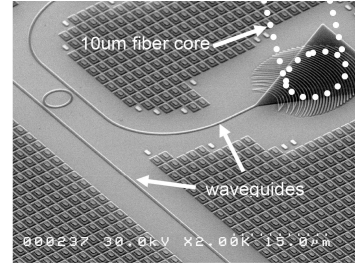
Le contraste d'indice important entre le silicium – indice de 3,5 pour le silicium monocristallin – et l'air autorise un très fort confinement du champ électromagnétique. Autrement dit, les dimensions du cœur des guides en silicium peuvent être sub-

---

<sup>1</sup> Pour les semiconducteurs un dopage de type N correspond à l'introduction d'une espèce susceptible de produire un excès d'électrons. Pour le silicium ce type de dopage est habituellement obtenu avec du phosphate. Dans le cas où l'espèce introduite crée un déficit d'électrons on parle de dopage de type P.



(a) « Super-puce » avec les fonctions de traitement et de mise en forme du signal optique intégrées sur un OEIC, d'après [49].



(b) Image MEB d'une lentille holographique assurant le couplage entre une fibre (ligne pointillée) et un guide d'onde submicronique, d'après [55].

**FIGURE 1.8** – Exemples de circuits optiques intégrés sur silicium.

microniques, permettant d'augmenter la densité des fonctions optiques intégrées [56]. En revanche, cela rend difficile le couplage direct (*butt coupling* en anglais) avec les fibres optiques dont le cœur présente un diamètre de l'ordre de la dizaine de micromètres. De plus, la différence d'indice élevée engendre un coefficient de réflexion important aux interfaces, augmentant encore davantage les pertes par couplage. Une solution pour le couplage avec les fibres optiques consiste alors à utiliser un réseau de Bragg [57], qui peut former une lentille holographique comme illustrée sur la figure 1.8(b) pour le couplage dans un guide submicronique.

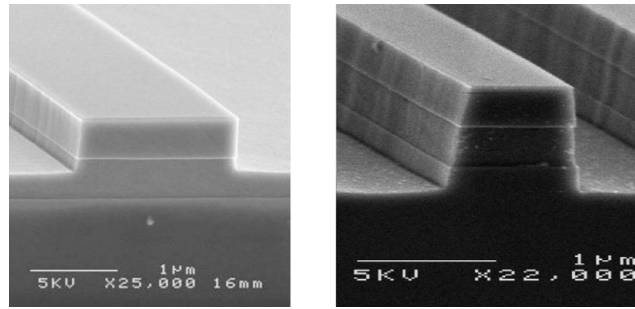
La recherche dans le domaine de la photonique sur silicium est très active [58–60]. Son but ultime est de concevoir une puce monolithique qui comprendrait les éléments essentiels aux systèmes de communication. Néanmoins, la réalisation d'un tel dispositif reste confronté à deux points bloquants majeurs : de par sa nature centro-symétrique le silicium ne présente pas d'effet électro-optique linéaire<sup>1</sup>, cela implique d'employer d'autres méthodes pour l'obtention de modulateurs [61]. De plus, en raison du gap indirect, il n'existe pas de diode en silicium pour l'émission de lumière. Néanmoins des travaux récents [62, 63] font état de sources obtenues à partir de l'effet Raman<sup>2</sup> sur silicium.

<sup>1</sup> L'effet électro-optique est appelé effet Pockel si la variation d'indice est linéaire avec le champ électrique appliqué, alors que pour une dépendance quadratique on parle d'effet Kerr.

<sup>2</sup> Il s'agit d'un effet non-linéaire du troisième ordre. L'effet Raman correspond à une interaction inélastique où la lumière échange de l'énergie avec un phonon.

### 1.3.1.2 Semiconducteurs III-V

Une alternative envisagée pour produire des sources sur substrat de silicium est l'hybridation avec des semiconducteurs III-V [64]. De nombreux matériaux de cette famille présentent un gap direct autorisant la réalisation de sources. En effet, les premières diodes laser opérant à 842 nm furent développées en arséniure de gallium (GaAs) [17,65]. La mise au point de diodes laser à partir d'autres semiconducteurs III-V suivit au cours des années 60 [66]. L'utilisation des matériaux III-V fut motivée en premier lieu par la possibilité de concevoir des sources lasers, mais des guides d'onde sont également fabriqués avec ces semiconducteurs [67]. Comme pour le silicium, le contraste d'indice est relativement élevé, entraînant donc une différence de taille de mode avec les fibres optiques. Une solution pour le couplage avec les fibres optiques est l'utilisation de convertisseurs de modes [68].

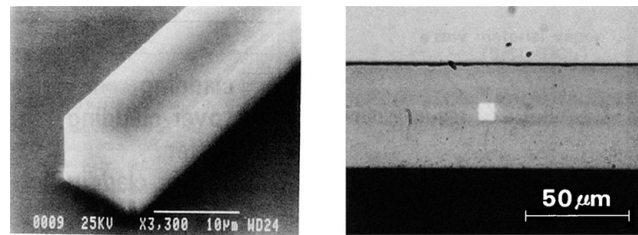


**FIGURE 1.9** – Image MEB de guides d'onde en phosphure d'indium, d'après [69].

Parmi les semiconducteur III-V, le phosphure d'indium (InP), avec l'adjonction d'arséniure de gallium, fait figure de favori. Différentes briques élémentaires ont ainsi été développées comme par exemple des filtres à  $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$  [70], des interrupteurs optique (*optical switch* en anglais) pour la modulation [71,72] ou encore des multiplexeurs [73]. Le phosphure d'indium constitue donc une plateforme technologique qui permet la conception de composants optoélectroniques monolithiques. Ces OEIC comportent sur le même substrat toutes les fonctions depuis la source laser jusqu'à la détection en passant par la mise en forme du signal. . La filière InP est aujourd'hui mature avec un ensemble de fonctions primaires réunies dans un *design kit* [74] supporté par des plateformes technologiques comme le JePPIX [69] européen. C'est d'ailleurs sur substrat InP qu'*Infinera* commercialisa le premier PIC complexe pour un système de DWDM [43].

### 1.3.1.3 Silice sur silicium

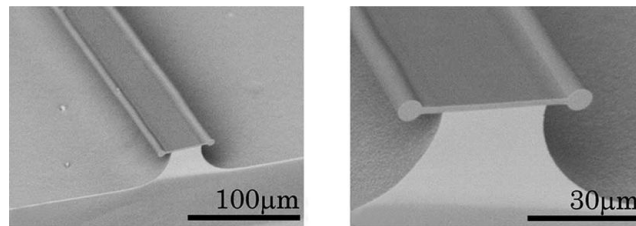
La silice ( $\text{SiO}_2$ ), en tant qu'oxyde du silicium, est le meilleur moyen pour interfacier la photonique sur silicium et les fibres optiques en silice, en assurant notamment un bon accord d'impédance avec ces dernières, ce qui tend à minimiser les réflexions. De plus, les dimensions des guides en silice sont plus proches de celles des fibres optiques [75] facilitant le couplage direct. Ainsi, les interconnexions entre les fonctions actives, particulièrement sur silicium, sont généralement effectuées par des guides en silice. D'autres fonctions passives comme le multiplexage pompe/signal pour les amplificateurs optiques à base de terres rares – tel que l'erbium (Er) – peuvent être réalisées en silice. En outre, avec une bande de transmission s'étendant de 400 nm à  $2\mu\text{m}$  la silice s'affranchit de la limitation du silicium dans le visible. Enfin les gaufres en silicium sont disponible avec une très bonne qualité de surface, en termes de planéité, constituant le substrat idéal pour les guides en silice, on parle d'ailleurs de silice sur silicium (*Silica-on-Silicon* en anglais). Cependant l'indice de la silice (1,47) est inférieur à celui du silicium (3,5), ce qui impose d'isoler le guide d'onde par rapport au substrat de silicium. Par conséquent, les procédés de fabrication débutent par la création d'une couche d'oxyde tampon [75] – oxyde épais de l'ordre de la dizaine de micromètres. Puis les technologies classiques de photolithographie et de gravure, sont employées pour définir le cœur du guide. Enfin le guide est encapsulé pour obtenir une surface plane. Un tel guide d'onde est représenté sur la figure 1.10.



**FIGURE 1.10** – Image MEB du cœur du guide avant encapsulation (gauche) et vue en coupe après encapsulation (droite) d'après [76].

L'oxyde épais est majoritairement de la silice. Le cœur du guide étant aussi composé en silice il faut impérativement en augmenter l'indice, par dopage, pour atteindre le contraste d'indice nécessaire au guidage. Plusieurs procédés de réalisations sont utilisés par les différents acteurs. Ainsi chez NTT (angl. *Nippon Telegraph and Telephone Corporation*) au Japon une couche de silice dopée au titane (Ti) est déposée par FHD (*Flame Hydrolysis Deposition*). Ici, les vapeurs de chlorure –  $\text{SiCl}_4$

et  $\text{TiCl}_4$  – sont décomposés par pyrolyse dans une flamme résultant de la combustion d’oxygène ( $\text{O}_2$ ) et d’hydrogène ( $\text{H}_2$ ) [76]. La couche ainsi déposée est consolidée par une étape de recuit à une température comprise entre  $1200^\circ\text{C}$  et  $1300^\circ\text{C}$ . La même technique est utilisée pour un dopage au germanium (Ge) du cœur des guides [77]. Aux *Bell Labs*, l’oxyde épais est obtenu par oxydation thermique. Les autres couches d’oxydes sont déposées par LPCVD (angl. *Low Pressure Chemical Vapor Deposition*) suivie d’un recuit à  $1000^\circ\text{C}$ . Deux types de guides sont conçus avec cette technique : des guides avec un cœur en nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) [78] pour le couplage avec les semiconducteurs et des guides avec un cœur en silice dopée au phosphore (P) [79] pour le couplage avec des fibres. Des guides similaires ont également été développés au CEA-Leti (Laboratoire d’électronique des technologies de l’information) [80]. Cependant ces procédés exigeant des températures élevées, des solutions alternatives basées sur la technique dite « sol-gel » ont été développées. Dans ce cas, une solution colloïdale (sol) renferme des précurseurs en suspension qui, au cours de réactions d’hydrolyse et de condensation, vont former une matrice solide (gel). Par évaporation du solvant et après recuit à des températures inférieures à  $200^\circ\text{C}$ , une couche de verre est alors formée à la surface du substrat. De la silice dopée au zirconium (Zr) ou à l’aluminium (Al) est alors utilisée pour réaliser des guides d’onde [81]. Ce procédé permet également de doper le verre avec des terres rares [82] pour réaliser des amplificateurs optiques.



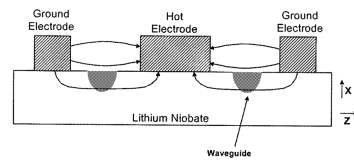
**FIGURE 1.11** – Image MEB d’un guide d’onde en silice suspendu sur substrat de silicium, d’après [83].

Plus récemment, une nouvelle configuration de guides suspendus – basés sur le contraste d’indice entre la silice et l’air – a été proposée [83] comme illustré sur la figure 1.11. Après une photolithographie, le pied du guide est gravé dans la couche d’oxyde épais avec une solution d’acide fluorhydrique (HF). La silice est ensuite gravée de façon isotrope avec du tétrafluorure de xénon ( $\text{XeF}_4$ ) – utilisé notamment pour la gravure sélective du silicium. Enfin, sous l’incidence d’un laser  $\text{CO}_2$ , l’oxyde

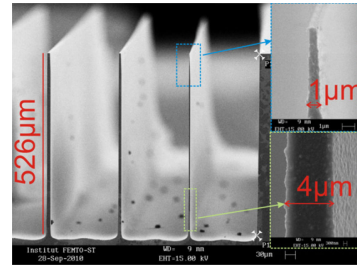
du cœur reflue pour former les guides cylindriques visibles sur la figure 1.11. Ces guides en silice présentent des pertes par propagation faibles de  $0,73 \pm 0,13$  dB/cm à 1550 nm. Ces pertes sont même réduites à  $0,08 \pm 0,01$  dB/cm à 1550 nm [84] avec un type similaire de guides, autorisant alors l'enroulement en spirale de 27 m de guide afin de former des lignes à retard. Toutefois les dimensions de ce type de guides rendent le couplage direct à nouveau difficile.

### 1.3.2 Niobate de Lithium

Le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) est un matériau ferroélectrique, transparent sur une large bande allant de 350 nm à  $5,5 \mu\text{m}$ . Ce cristal présente de nombreuses propriétés optiques [85] : acousto-optique – ou photoélastique –, électro-optique<sup>1</sup> et non-linéaire du second ordre. La recherche sur l'intégration de fonctions optiques a très rapidement manifesté un intérêt pour ce matériau. Dès 1974 aux *Bell Labs*, I. P. Kaminow expérimente le guidage optique sur un cristal de  $\text{LiNbO}_3$  [86]. Ce cristal diélectrique est adapté à de nombreuses applications [85], l'attrait est particulièrement fort dans le contexte des télécommunications pour obtenir des modulateurs [87] sur niobate de lithium. Par exemple, un déphasage est introduit dans un interféromètre de Mach-Zender, en modifiant légèrement l'indice de réfraction d'un des deux bras, lorsqu'un champ électrique est appliqué entre deux électrodes, dont une possible configuration est représentée sur la figure 1.12(a).



(a) Exemple de configuration des électrodes afin de moduler le signal par effet électro-optique, d'après [87].



(b) Image MEB de guides rubans pour améliorer l'effet électro-optique, d'après [88].

**FIGURE 1.12** – Guides d'onde sur substrat de  $\text{LiNbO}_3$  pour les modulateurs optiques.

Les guides d'onde en niobate de lithium sont réalisés à partir de différents procé-

<sup>1</sup> Dans le cas du  $\text{LiNbO}_3$ , il s'agit de l'effet Pockel.



dés technologiques [89] principalement basés sur des mécanismes de diffusion. Parmi ceux-ci, deux sont majoritairement employés : la diffusion de titane (Ti) et l'échange protonique. La diffusion de titane est effectuée à très haute températures, de l'ordre de 1000°C. Ce procédé implique alors de prendre des précautions pour limiter la rediffusion du lithium vers l'extérieur. Dans le cas de l'échange protonique – aussi connu comme APE (angl. *Annealed Proton Exchange*) –, la température du procédé est comprise entre 120°C - 250°C. L'échange a lieu dans un bain acide comme source de protons ( $H^+$ ). Néanmoins un recuit est nécessaire pour obtenir des guides présentant des pertes réduites à 0,15 dB/cm [90].

Les guides obtenus par un phénomène de diffusion sont caractérisés par un cœur à gradient d'indice. Kaminow *et coll.* [91] proposent alors d'effectuer une gravure afin de définir un guide ruban – marqué par une discontinuité d'indice avec un fort contraste<sup>1</sup>. Plus récemment, des guides rubans obtenus par découpe du substrat de  $LiNbO_3$ , avec un rapport de forme de l'ordre de 1 : 500 comme illustré sur la figure 1.12(b), ont été présentés par N. Courjal *et coll.* [88]. L'effet électro-optique augmente dans ce type de guide, permettant ainsi de réduire la tension électrique nécessaire pour moduler l'indice.

### 1.3.3 Polymères

Les polymères sont des matériaux formés par des macromolécules – parfois appelées chaînes. Les polymères sont souvent organiques, autrement dit, comportent des atomes de carbone, c'est pourquoi les termes *polymère* et *organique* – particulièrement en anglais – sont employés indistinctement pour désigner cette catégorie de matériaux. Les polymères sont utilisés sous forme de dépôt en couches minces par voie humide sur de grandes surface, offrant ainsi une grande flexibilité de fabrication. Ces matériaux sont donc attractifs pour la production en masse à faibles coût. L'utilisation des polymères pour des guides d'onde optique a débuté dans les années 70 avec les travaux conjoints des chimistes, par exemple chez DuPont [92], et des opticiens pour les télécommunications, comme chez AT&T [93]. Des applications sont envisagées en passif comme en actif, où des lasers ont été obtenus incorporant des colorants [94]<sup>2</sup>.

---

<sup>1</sup> On parle de saut d'indice par opposition au gradient d'indice.

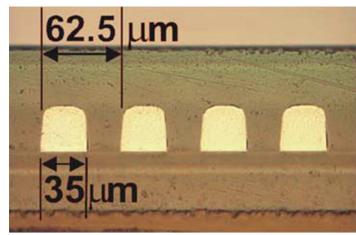
<sup>2</sup> Les lasers réalisés à partir de polymères dopés avec des colorants sont appelés laser à colorant (*dye laser* en anglais).

Depuis une grande variété de polymères ont été rendus disponible commercialement. Un grand nombre de procédés technologiques pour la fabrication de guides d'onde présentant une large gamme de propriétés permettent de viser différentes applications [95, 96]. Notons que les propriétés mécaniques et optiques des polymères sont altérées de deux manières :

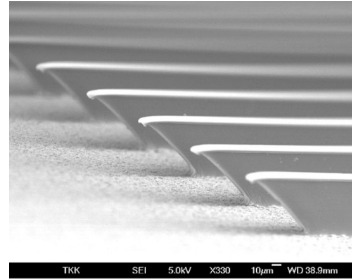
- des liaisons entre les chaînes sont créées par polymérisation ;
- ces chaînes peuvent au contraire être détruites par apport d'énergie. On parle alors d'hydrolyse, de thermolyse ou de photolyse en fonction de la nature de la source d'énergie.

De ce fait, un procédé simple dérivant de la microélectronique consiste à déposer une couche de polymère photosensible par enduction centrifuge (*spin coating* en anglais). Le cœur est directement défini par photolithographie, durant laquelle l'apport d'énergie lumineuse va structurer le polymère par polymérisation ou photolyse. Enfin, le cœur est généralement encapsulé dans un autre polymère d'indice inférieur afin d'assurer le confinement de la lumière. Ces guides en polymères sont compatibles en termes de dimensions, voir la figure 1.13(a), et de procédé, en raison des faibles températures mises en jeu, avec les PCB (angl. *Printed Circuit Board*) [97, 98]. Des interconnexions optiques sont donc produites à moindre coût avec cette technologie pour des applications de transmission de données à courtes distances entre carte électronique (*datacom* en anglais). La co-intégration de l'optique sur PCB est désignée par le terme OPCB (angl. *Optical Printed Circuit Board*). Des micromiroirs ont été intégrés [97] en inclinant le faisceau incident lors de la photolithographie. Les guides en polymères avec des facettes inclinées à 45° tels que ceux de la figure 1.13(b) sont employés pour une intégration 3D ou comme interface avec des VCSEL (angl. *Vertical Cavity Surface-Emitting Laser*).

Enfin, une autre application des polymères, aujourd'hui très répandue, se trouve dans le domaine de l'éclairage avec les OLED (angl. *Organic Light Emitting Diode*). En 1987, le groupe de recherche de *Kodak* démontre le potentiel des couches minces de matériaux organiques pour l'émission de lumière par électroluminescence [99], c'est à dire lorsque ces couches sont traversées par un courant. Ces premières OLED émettaient du vert, mais en incorporant des colorants, il est possible de couvrir toute la gamme de longueurs d'onde visibles. En outre, comme les polymères peuvent être déposés sur de grandes surfaces – potentiellement sur des substrats souples – et nécessitent de faibles tensions pour fonctionner, les OLED sont aujourd'hui largement utilisées pour les écrans en mobilité, tels que ceux des téléphones portables.



(a) Vue en coupe du cœur de guides d'onde encapsulés dans un polymère d'indice inférieur, d'après [98].



(b) Image MEB du cœur des guides terminés par un micromiroir plan incliné à 45°, d'après [97].

**FIGURE 1.13** – guide d'onde en polymère utilisé pour les interconnexions entre PCB.

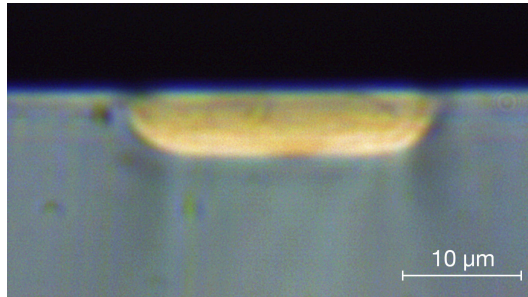
#### 1.3.4 Verres

Le verre apparaît très rapidement comme le milieu adéquat pour la propagation de la lumière, notamment de par sa transparence dans le visible. Dès 1969, Miller [35] associe, en tirant parti de l'émergence des fibres optiques, le guidage d'un faisceau laser en optique intégrée à des composants en verre. Ces dispositifs sont compatibles avec les fibres optiques et sont caractérisés par de faibles pertes par propagation, une grande stabilité thermique et mécanique pour un moindre coût de production. L'optique intégrée sur substrats de verre se distingue des guides en silice présentés précédemment qui eux sont réalisés sur des substrats de silicium. Les substrats de verres sont séparés en deux catégories en fonction de leur composition chimique : les verres d'oxydes et les autres types de verre.

##### 1.3.4.1 Verres d'oxydes

L'optique intégrée sur verre est généralement associée à la technologie de l'échange d'ions [100–103], qui consiste à introduire des ions susceptibles d'augmenter localement l'indice de réfraction du verre pour le guidage de la lumière. L'échange d'ions est une technique ancestrale, dont la première apparition pourrait remonter au X<sup>e</sup> siècle. Des ions métalliques étaient incorporés aux verres pour la coloration à des fins décoratives [104]. Au XX<sup>e</sup> siècle, l'échange d'ions est employé industriellement pour le renforcement du verre [105]. En introduisant des contraintes, la résistance mécanique du verre est ainsi améliorée. Enfin, l'échange d'ions figure parmi les candidats pour la mise au point de composants d'optique à gradient d'indice [106], en particulier

des lentilles. Cette méthode est reprise pour les fibres optiques [107] et aboutira à la réalisation du premier guide d'onde en verre [108]. Les guides obtenus par échange d'ions présentent un gradient d'indice, contrairement aux guides en silice sur silicium qui sont définis par une discontinuité d'indice. En s'affranchissant de la diffusion de la lumière introduite par la rugosité de surface des flancs d'un guide ruban à saut d'indice, les guides à gradient d'indice, comme celui présenté en exemple sur la figure 1.14, présentent de faibles pertes par propagation ( $< 0,1$  dB/cm).



**FIGURE 1.14** – Vue en coupe de la sortie d'un guide réalisé par échange d'ion au cours de cette thèse et éclairé en lumière blanche.

Les verres les plus courants sont les verres d'oxyde, composé majoritairement de silice, parmi ceux-ci, une grande partie appartient à une des trois familles [109] :

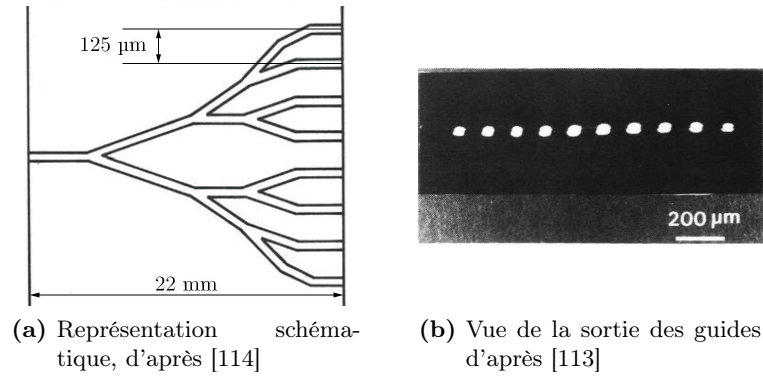
**Verres sodocalciques** (*soda-lime glass* en anglais) : composés en partie de calcium (CaO) et de sodium (Na<sub>2</sub>O). Ce type de verre est très répandu, il est notamment utilisé pour la fabrication de bouteilles ;

**Verres cristal** (*lead glass* en anglais) : sa composition comprend une part de plomb (PbO) qui augmente son indice de réfraction et lui confère son aspect éclatant ;

**Verres borosilicates** : renferme du bore (B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) mais aussi des oxydes alcalins (Na<sub>2</sub>O, K<sub>2</sub>O). Ces verres supportent des températures élevées, de l'ordre de 400°C.

L'échange d'ions est principalement effectué sur des verres sodocalciques ou borosilicates, pour lesquels le sodium (Na<sup>+</sup>) est substitué par une autre espèce ionique. En 1972 T. Izawa et H. Nakagome [108], plongèrent ainsi un substrat de verre borosilicate pendant 72 h dans un bain de sels fondus à 530°C contenant des ions thallium (Tl<sup>+</sup>). Le résultat est un gradient d'indice au niveau de la surface du verre qui constitue le cœur des premiers guides d'onde sur substrat de verre. Une autre méthode a été proposée peu après par G. Chartier [110] à Grenoble. Cette alternative consiste à déposer par évaporation un film d'argent à la surface d'un verre sodocalcique. Un champ électrique d'environ 70 kV/m est ensuite appliqué pendant 35 min à 180°C afin de faire migrer les ions argent (Ag<sup>+</sup>) dans le verre pour obtenir une guide monomode. La technique d'échange d'ions, relativement facile à mettre en œuvre, est aujourd'hui la plus couramment utilisée et de nombreux éléments de circuit d'optique passive ont été mis au point au cours de la seconde moitié du XX<sup>e</sup> siècle. Parmi les premières briques de base élaborées sur verre se trouve notamment les séparateurs de puissance, essentiels pour distribuer le signal optique au sein des PIC. Leur comportement modal, pour la forme la plus simple en 1 vers 2, a été décrit par W. K. Burns et A. F. Milton [111] en 1975. Le principe fut repris pour les coupleurs en étoile [112] à plusieurs sorties, comme celui produit par NEC au Japon en 1984 [113], illustré sur la figure 1.15(b), ou encore par l'équipe de G. Chartier [114], figure 1.15(a), l'année suivante, tous deux étant élaborés par échange argent (Ag<sup>+</sup>). La région qui correspond au cœur est définie par photolithographie autorisant la conception de motifs plus complexes tels que des réseaux de guides d'onde dit AWG (angl. *Arrayed Waveguide Grating*) [115] ou d'interféromètres de Mach-Zehnder [116] pour le multiplexage en

longueur d'onde. Ces derniers sont utilisés au LEMO à Grenoble pour la stabilisation en fréquence des diodes laser [117].



**FIGURE 1.15** – Exemple de coupleur en étoile à plusieurs sorties.

Les dispositifs actifs sont également une activité de recherche importante en optique intégrée sur verre, motivée par les besoins croissant en amplificateurs pour régénérer le signal optique avec le déploiement de la FTTH dans les réseaux métropolitains. Pour ce faire, les terres rares sont très couramment employées dans les systèmes de télécommunications optiques. Ainsi, au cours des années 90, les premiers lasers continus furent produits à partir de guides amplificateurs obtenus par échange potassium ( $K^+$ ) sur verre silicate dopé au néodyme (Nd) [118], à l'ytterbium (Yb) [119] ou co-dopé erbium-ytterbium (Er-Yb) [120]. Cependant, les verres phosphates se montrent mieux adaptés car ils permettent un dopage en terres rares en plus fortes concentrations tout en limitant la formation d'agrégats. Parmi les terres rares, l'erbium<sup>1</sup> est particulièrement attractif car adapté à l'émission de signal à 1550 nm – correspondant à la troisième fenêtre des télécommunications optiques pour laquelle les pertes par propagation des fibres optiques sont minimales. De la sorte, des amplificateurs ont été mis au point sur verre phosphate dopé Er-Yb par échange potassium [121]. D. Barbier *et coll.* au GeeO à Grenoble utilisèrent l'échange argent pour l'élaboration d'amplificateurs sur verre phosphate [122] et atteignirent en 1998 un gain net de 27 dB dans un guide de 8,6 cm de long [123]. Ces travaux ont par la suite conduit à la création de la société *Teem Photonics SA*.

<sup>1</sup> Dans ce cas nous parlons de EDWA (angl. *Erbium-Doped Waveguide Amplifier*) qui peuvent alors se substituer au EDFA (angl. *Erbium-Doped Fiber Amplifier*) habituellement utilisé.

De nombreux composants d'optique intégrée sont donc fabriqués par échange d'ions. Notons toutefois qu'il existe d'autres méthodes de réalisations de guides d'onde sur verre, comme le dépôt de couches minces [124], notamment par pulvérisation cathodique, sur substrat de verre. D'autre part, des lasers délivrant des puissances élevées, sont utilisés afin de former des guides d'onde par photoinscription [125]. Plus récemment des guides d'onde ont également été réalisés dans du verre cristal pour de la génération de seconde harmonique [126]. Dans ce cas, un film de verre contenant du plomb ( $\text{SiO}_2$  et  $\text{PbO}$ ), pour obtenir une non-linéarité du second ordre, est déposé par ablation laser sur un substrat de quartz puis encapsulé avec une couche de silice.

### 1.3.4.2 Autres verres

D'autres verres ont été développés ultérieurement. Plus particulièrement, les verres dits de chalcogénure qui comprennent dans leur composition des chalcogènes, tels que le tellure (Te), le soufre (S) et le sélénium (Se), leur conférant, comme le montre les spectres de transmission reportés sur la figure 1.16, une large bande de transparence dans l'infrarouge. Ces verres sont donc tout particulièrement adaptés pour la réalisation des guides d'onde pour l'infrarouge [127], par photolithographie [128] ou par inscription laser [129]. Les verres de chalcogénure présentent de nombreuses propriétés intéressantes [130], notamment une non-linéarité du troisième ordre élevée laissant envisager le développement de circuits photoniques pour le traitement du signal tout optique [131]. En revanche, les verres de chalcogénure s'avèrent fragile comme en atteste leur ténacité faible<sup>1</sup> de l'ordre de  $0,2 \text{ MPa.m}^{1/2}$  [132], quatre fois inférieure à celle de la silice.

Parmi les autres verres se trouvent également les verre fluorés dont l'exemple le plus répandu est le verre ZBLAN ( $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ ). Avec un indice de l'ordre de 1,5 et une bande de transmission s'étalant de 300 nm à 7  $\mu\text{m}$ , le ZBLAN est le candidat idéal pour les applications dans l'infrarouge moyen. Le verre peut également être dopé avec des ions thulium ( $\text{Tm}^{3+}$ ) pour obtenir un laser intégré, sur un guide d'onde réalisé par inscription laser [134]. Bien que le verre ZBLAN soit le verre fluoré le plus stable, sa sensibilité à l'humidité limite son utilisation en optique intégrée.

---

<sup>1</sup> La ténacité correspond à la capacité d'un matériau à résister à la propagation d'une fissure. C'est le contraire de la fragilité.

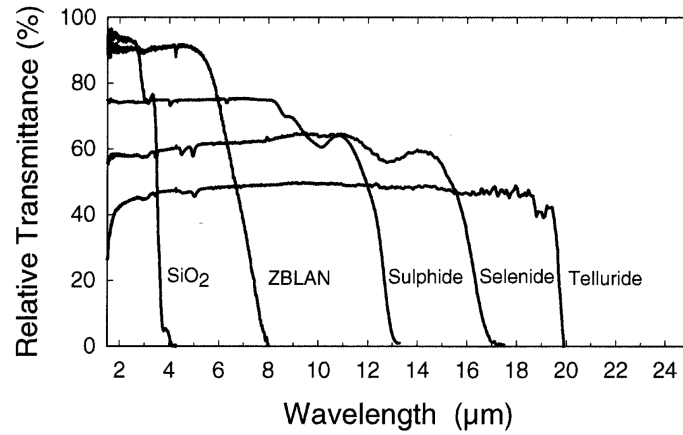


FIGURE 1.16 – Spectre de transmission des différents types de verres, d'après [133].

## 1.4 Évolution des besoins : des télécommunications aux microsytèmes

Parmi les dispositifs d'optique intégrée cités précédemment, de nombreux développements répondaient, pour des raisons historiques, à des attentes pour les télécommunications optiques. En 2001, au plus fort des besoins, le marché de l'optique intégrée est alors un marché de masse selon les estimations [135] reportées dans le tableau 1.1. De plus, comme la photonique exploite les technologies planaires et bénéficie des avancées de la microélectronique, les substrats semiconducteurs prédominent sur le marché. Ce mouvement accompagne la transition des EIC (*Electronic Integrated Circuits*) vers les OEIC (*Opto-Electronic IC*) puis les PIC (*Photonic IC*) à mesure que les fonctions optiques occupent une place de plus en plus importante.

Parallèlement, au cours des années 80, la microélectronique évolue vers les MEMS (angl. *MicroElectroMechanical Systems*) pour lesquels l'électronique est combinée avec de la mécanique. Les dispositifs MEMS sont utilisés comme systèmes de détection pour la mesure de grandeurs physiques. Par exemple, pour le premier capteur de pression commercialisé par *NovaSensor* [136], la déflexion d'une fine membrane de silicium est mesurée au travers de la piézorésistance du matériau. Les concepts mis au point pour les microsystèmes sont ensuite repris pour miniaturiser les bancs de mesure optique, donnant lieu à l'émergence de la micro-optique. Une tête de lecture de disque optique (CD-ROM), illustrée sur la figure 1.17, a par exemple été réalisée en micro-optique sur substrat de silicium [137], intégrant différents composants tels



	2001 (en millions US\$)	2005 (en millions US\$)
Silicium	0,4	42,9
Silice sur silicium	1,5	282,4
GaAs	2,7	443,7
InP	3,0	1 093,5
LiNbO <sub>3</sub>	4,0	356,8
Polymère	0,6	207,0
Autres	1,1	199,0
TOTAL	13,4	2 625,3

**TABLEAU 1.1** – Estimation du marché de l’optique intégrée en 2001 et prévisions pour 2005.

que des lentilles de Fresnel.

(a) Vue schématique

(b) Image MEB

**FIGURE 1.17** – Tête de lecture de CD-ROM intégrée en micro-optique sur substrat de silicium, d’après [137].

La convergence entre les deux approches s’opère pendant les années 90, donnant lieu à l’acronyme MOEMS où l’optique a rejoint les MEMS. L’utilisation de l’optique dans ces systèmes permet notamment la détection d’espèces chimiques ou d’éléments biologiques par la mesure de variation d’indice, d’absorption ou de luminescence. Ainsi, les capteurs forment une grande famille de microsystèmes optiques qui s’adressent à des marchés de niches pour lesquels des dispositifs dédiés doivent être élaborés en petite série. L’optique intégrée sur verre est ici compétitive et en particulier l’échange d’ions apporte la flexibilité technologique suffisante pour répondre à de nombreuses demandes [138]. Par exemple, plusieurs études portent sur la réalisation de biocapteurs à partir de coupleurs directionnels [139] ou d’interfé-

romètres de Mach-Zehnder [140]. Dans ces configurations la présence de l'analyte introduit une perturbation locale de l'indice qui modifie le comportement optique du dispositif. La sensibilité des mesures en optique intégrée peut être améliorée en utilisant un système résonant, comme par exemple un anneau [141] ou un réseau de Bragg [142] pour l'intégration d'un gyroscope ou la stabilisation de la fréquence de source lasers [143]. Récemment, l'intérêt se porte sur la plasmonique et dans ce contexte, l'intérêt pour l'échange d'ion argent est particulièrement fort. En effet, le contrôle de la formation d'agrégat d'argent permet d'envisager une plateforme [144] pour la plasmonique [145]. Enfin, dans l'objectif de produire des composants compacts et monolithiques, des efforts ont été menés pour reporter des semiconducteurs comme l'arséniure de gallium sur verre sodocalcique [146]. Ceci autorise l'intégration monolithique de détecteur dans les circuits optiques sur verre.

## 1.5 Développements actuels et besoins futurs

À Grenoble, le développement, depuis 30 ans, des technologies d'échanges d'ions pour les télécommunications optiques, au GeeO puis à *Teem Photonics* aussi bien qu'au laboratoire, a permis l'élaboration de microsystèmes en optique intégrée sur verre, d'abord au LEMO [147] puis à l'IMEP-LaHC [102, 148]. C'est dans ce contexte que ce travail a été effectuée au sein de l'équipe d'optique intégrée du laboratoire IMEP-LaHC. Nous allons donc maintenant nous intéresser aux derniers avancements obtenus au laboratoire ainsi qu'aux défis à relever pour atteindre les performances ultimes de cette technologie.

### 1.5.1 Intégration de microlasers

Un laser est constitué d'un milieu actif, ou amplificateur, placé dans une cavité résonnante afin d'accumuler la puissance optique, qui est amplifiée à chaque aller-retour. La cavité est généralement formée de miroirs diélectriques. L'apport d'énergie, ou pompage, peut notamment se faire de façon optique, ce qui nécessite alors de séparer les longueurs d'onde de la pompe et du signal avec un duplexeur. À l'IMEP-LaHC, les efforts ont porté sur différents aspects de l'intégration de microlasers sur verre. D'une part, les miroirs diélectriques utilisés jusque là ont avantageusement été remplacés par des réseaux de Bragg [149]. Pour une conception monolithique des sources lasers la rétroaction est répartie sur toute la longueur du dispositif, on parle alors d'architecture DFB (angl. *Distributed FeedBack*). Une matrice de lasers

DFB [150] a par exemple été développée pour des applications de DWDM pour les télécommunications. D'autre part, la fonction de duplexage pompe/signal est obtenue par un séparateur de puissance de type jonction Y asymétrique [151]. Pour un gain de compacité des dispositifs, il a par ailleurs été proposé d'intégrer verticalement ce duplexeur [152]. Enfin, des structures ont été étudiées [153] qui combinent des fonctions passives – guide d'onde, duplexeur, *etc.* – et des fonctions actives – amplification – grâce à l'hybridation par adhésion moléculaire de substrats passifs et actifs [154]. Ces avancées initialement tournées vers le domaine des télécommunications, ont été reprises pour la conception d'un système LiDAR (angl. *Light Detection And Ranging*) d'anémométrie laser pour la mesure de la vitesse par rapport à l'air des aéronefs [155], dans le cadre d'un consortium d'intérêt entre *Airbus Industries*, *Dassault Aviation*, *Thales Avionics*, *Teem Photonics* et l'IMEP-LaHC. La vitesse est mesurée ici à partir du décalage en fréquence par effet Doppler du faisceau réfléchi par les particules présentes dans l'air. La résolution de la mesure, c'est à dire le plus petit changement de fréquence détectable, est d'autant plus grande que le laser utilisé présente un spectre relativement étroit comme c'est le cas de lasers DFB conçus pour le DWDM. En outre, les longueurs d'ondes télécoms<sup>1</sup>, centrées autour de 1,55  $\mu\text{m}$  sont adaptées pour ces systèmes LiDAR qui requièrent une certaine sécurité oculaire<sup>2</sup>. Au laboratoire, ces travaux se sont alors concentrés sur deux axes.

### 1.5.1.1 Vers plus de densité d'intégration

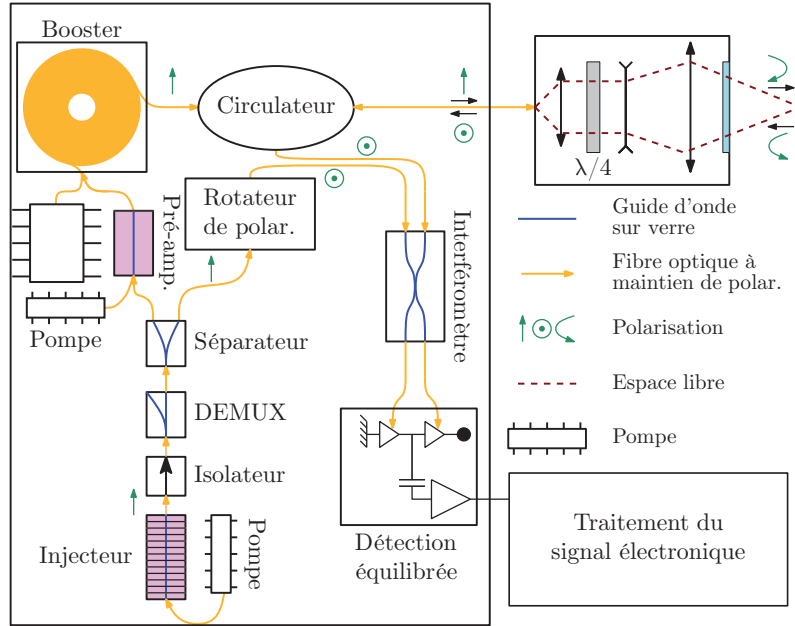
Au cours de deux projets européens NESLIE (angl. *NEw Standby Lidar Instrument*, 2006–2009) et DANIELA (angl. *Demonstration of ANemometry Instrument based on LAser*, 2009–2012), dont l'architecture fonctionnelle est représentée sur la figure 1.18, un nombre croissant de fonctions ont été réalisées sur substrat de verre, comme le duplexeur, le séparateur, l'interféromètre ou encore l'injecteur [156].

Par ailleurs, un laser DFB hybride a été développé [157]. Le contrôle du guidage est ici effectué sur un verre borosilicate passif par échange d'ions  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  alors que l'amplification a lieu dans un verre phosphate co-dopé Er-Yb. Ce type de structure tridimensionnelle permettra à terme d'intégrer l'ensemble des fonctions actives et passives sur un même substrat, auquel cas le système embarqué dans les aéronefs

---

<sup>1</sup> Ce sont les longueurs d'onde qui correspondent à la troisième fenêtre de transparence des fibres optiques.

<sup>2</sup> Les longueurs d'ondes supérieures à 1,4  $\mu\text{m}$  sont dites sans danger pour l'œil (*eye-safe* en anglais) car fortement absorbée par l'humeur présente dans le globe oculaire, réduisant ainsi le risque d'altération de la rétine.



**FIGURE 1.18** – Architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA, d'après [156].

sera particulièrement robuste vis-à-vis des vibrations.

### 1.5.1.2 Vers plus de densité de puissance

La partie rétro-diffusée du faisceau émis qui est effectivement détectée représente seulement un milliardième (-90 dB) de la puissance incidente [155]. C'est pourquoi, un étage d'amplification dit *booster* est employé dans le système LiDAR de la figure 1.18. Il est alors avantageux d'utiliser un microlaser délivrant de plus fortes puissances. Des lasers impulsionnels ont ainsi été étudiés [158]. L'interaction avec un polymère renfermant un colorant – ici du Bis(4-Diméthylaminodithiobenzil)Nickel (BDN) dans de l'acétate de cellulose – déposé sur un guide amplificateur réalisé par échange d'ions  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur un verre phosphate dopé au néodyme, permet alors de concentrer la puissance sur des impulsions brèves<sup>1</sup>. Par ailleurs, les densités de puissance de ce type de lasers sont compatibles avec la génération d'effets non-linéaire. Un premier démonstrateur a par exemple démontré un élargissement spectral, appelé supercontinuum, au cours de la propagation dans une fibre microstructurée [159], ouvrant alors la voie à l'étude du comportement non-linéaire des guides d'onde intégrés

<sup>1</sup> Le colorant joue le rôle d'absorbant saturable et permet de moduler les pertes dans la cavité laser. Il s'agit de laser dit à commutation du facteur de qualité (*Q-switch* en anglais).

sur verre.

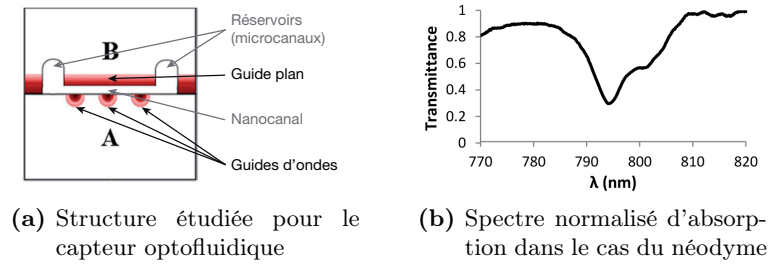
### 1.5.2 Capteur optofluidique : vers plus de longueur

L'optique intégrée sur verre répond également aux attentes de l'approche laboratoire sur puce (*lab on a chip* en anglais) en permettant la co-intégration sur le même substrat de fonctions optiques et de canaux microfluidiques. Le volume d'analyte mis en jeu est significativement réduit par l'élaboration de ces capteurs optofluidiques qui se montrent donc particulièrement intéressants pour la détection d'espèces dangereuses, en environnement nucléaire par exemple. C'est pourquoi, un premier capteur optofluidique [160] reposant sur un système de spectroscopie par lentille thermique a été conçu au laboratoire en collaboration avec le CEA Marcoule. Cependant, ce type de capteur ne permet la détection que d'une seule espèce. Ce qui a conduit à la réalisation d'un capteur optofluidique pour la mesure de spectre d'absorption [161] par échange d'ions  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur verre borosilicate. La structure de ce composant, formée par le report de substrats l'un sur l'autre est présentée sur la figure 1.19(a). La partie microfluidique du capteur comprend un nanocanal, alimenté par des réservoirs, dans lequel circule le solvant contenant l'analyte. Le guidage est assuré par les guides d'onde et l'interaction avec le fluide du nanocanal a lieu dans le guide plan. L'évolution de la puissance optique lors de la propagation, sur une distance  $L$ , est régie par la loi de Beer-Lambert :

$$P(L) = P_0 e^{-\alpha L} = P_0 e^{-\epsilon CL} \quad (1.1)$$

avec  $\alpha$  le coefficient d'absorption, qui s'exprime en fonction du coefficient d'extinction molaire  $\epsilon$  et de la concentration  $C$  d'analyte. La mesure de l'atténuation permet alors de déterminer la concentration de l'espèce étudiée. De surcroît la longueur d'onde à laquelle intervient l'absorption renseigne sur le type d'espèce chimique considérée, par exemple du néodyme sur le spectre d'absorption de la figure 1.19(b).

En raison de l'héritage des télécommunications, le premier prototype fonctionne dans le proche infrarouge, avec un comportement monomode à 800 nm. Ce qui a permis la mesure du spectre d'absorption du néodyme avec une diode superluminescente centrée à 794 nm. Toutefois pour la détection multianalytes, l'utilisation d'une source large bande, notamment dans le visible avec une source dite de lumière blanche, se révèle nécessaire. D'autant plus que les spectres d'absorption des espèces étudiées sont couramment connus dans le visible. D'autre part, pour améliorer la sensibilité



**FIGURE 1.19** – Capteur optofluidique pour la mesure de spectre d'absorption, ici du néodyme dans de l'acide nitrique, d'après [161].

de la mesure, la longueur d'interaction  $L$  doit être augmentée. Pour cela l'étude de guide enroulé en spirale a été proposée.

## 1.6 Objectifs de l'étude

À partir des derniers travaux accomplis à l'IMEP-LaHC sur la réalisation de dispositifs d'optique intégrée sur verre par échange d'ions nous envisageons un accroissement des besoins en matière de longueur de propagation, de confinement et de puissance :

- L'augmentation de la longueur est envisagée comme une des pistes permettant d'améliorer la sensibilité des capteurs optofluidiques pour la mesure de spectre d'absorption [162]. La longueur des guides est également identifiée comme un des éléments clés pour l'étude des effets non-linéaires en optique intégrée sur verre [163]. L'intégration de grandes longueurs de propagation sur substrat de verre est rendue possible en enroulant, sous forme de spirale, les guides d'onde. L'intégration de courbures sur un dispositif compact sera facilitée en augmentant le confinement de la lumière afin de réduire les pertes dans les courbures des guides [20] ;
- Pour les applications telles que les systèmes LiDAR, de fortes puissances doivent être mises en jeu pour compenser la faible réflexion sur les particules dans l'air. Un plus grand nombre de composants étant intégrés sur verre, ces derniers doivent tolérer des densités de puissance de plus en plus importantes sans que leur comportement linéaire ne soit perturbé. En outre, dans le cas où une interaction non-linéaire est souhaitée, de fortes densités de puissance sont nécessaires [163]. Ceci pose la question de la tenue au flux lumineux ;

- L'accroissement de la densité d'intégration nécessite une réduction des dimensions ainsi qu'un accroissement du confinement de la lumière. Par exemple, le gain dépendant du flux de photons à la longueur d'onde de pompe, la longueur des guides amplificateurs pourra être réduite en augmentant la densité de puissance et donc le confinement du champ [123]. En outre, le rayon de courbure minimum, en deçà duquel le guidage de la lumière n'est plus assuré, sera d'autant plus faible que le confinement du champ est important. Ce qui autorisera l'intégration de spirales plus compactes. Enfin, les guides d'onde pourront également être placés à proximité les uns des autres sans introduire de perturbations en augmentant le confinement.

En optique intégrée sur verre, le confinement de la lumière apparaît donc comme un élément central de l'évolution des dispositifs. La problématique du confinement conjuguée à l'augmentation des puissances utilisées nous permet d'identifier deux défis : la réduction des pertes de propagation tout en conservant un fort confinement et la prise en compte de la limite en puissance imposées par l'endommagement des matériaux. Cette étude porte donc sur le comportement à la fois linéaire et non-linéaire de guides d'onde à fort confinement réalisés par échange d'ions sur verre. En particulier, en vue de s'adresser aux applications non-linéaires, nous chercherons à atteindre les performances ultimes en matière de confinement, de densité de puissance et de longueur de propagation de la technologie de l'échange d'ions argent/sodium.

Les travaux de cette thèse débiteront dans le chapitre 2 par la description du guidage optique grâce à la théorie électromagnétique ainsi que le modèle permettant de calculer les concentrations en ions échangés dans le verre. Ces outils de simulations seront ensuite utilisés dans le chapitre 3 pour dimensionner différents type de guides. Les caractéristiques à faible puissance seront également données dans ce chapitre. Le chapitre 4 sera consacré à la mise en évidence du seuil d'endommagement des guides d'onde intégrés sur verre par échange d'ions. L'étude du comportement des guides d'ondes réalisés par échange d'ions argent/sodium est complétée dans ce chapitre par l'analyse de leurs performances non-linéaires. Enfin, les perspectives ouvertes au cours de ce travail, qui concernent l'échange thallium/sodium, seront abordées dans le chapitre 5. Pour cette étude nous choisissons de travailler à la longueur d'onde  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , située au centre de la bande de transmission de la silice ( $400 \text{ nm} - 2 \mu\text{m}$ ). Cette longueur d'onde correspond à la raie d'émission du néodyme (Nd). De ce fait, de nombreuses sources laser à cette longueur d'onde sont disponibles. En particulier,

le microlaser utilisé pour la démonstration de la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée [159], a été réalisé par échange d'ions argent dans un verre phosphate dopé au néodyme.

## 1.7 Conclusion

Ce chapitre a été consacré au contexte de ce travail de thèse au travers d'un rappel historique. Nous avons vu que dès la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle le télégraphe aérien a démontré le potentiel de l'optique pour véhiculer une information sur de longues distances. Cependant, c'est seulement au cours de la seconde moitié du XX<sup>e</sup> siècle, avec l'émergence de l'optique guidée sur fibres et du laser que sont élaborés les premiers systèmes de télécommunications optiques. Ce développement accompagne alors les progrès de la microélectronique. Ainsi, en bénéficiant de la technologie planaire, les fonctions optiques sont intégrées sur substrats semiconducteurs. Parallèlement, apparaissent les microsystèmes où l'optique joue également un rôle majeur pour la conception de capteurs. L'échange d'ions sur verre est alors particulièrement adapté pour la réalisation de tels dispositifs sur des marchés de niche nécessitant une production en petite série. Cette technologie a été adoptée dans le bassin grenoblois depuis maintenant 30 ans, et permet aujourd'hui au laboratoire IMEP-LaHC de concevoir des systèmes complexes comme un anémomètre laser ou un capteur optofluidique pour les mesures d'espèces chimiques en environnement hostile. L'examen des dernières avancées réalisées au laboratoire IMEP-LaHC nous a alors permis d'établir les objectifs de cette thèse, qui suivent deux axes. D'une part, nous étudierons le confinement des guides d'onde intégrés sur verre par échange d'ions argent/sodium. D'autre part, nous caractériserons la tenue en puissance de tels guides d'onde. Ces deux axes se rejoignent pour permettre d'ouvrir la technologie d'échange d'ions vers des applications non-linéaires. Nous verrons alors que ces travaux nous amène à considérer un autre échange d'ions, à savoir l'échange thallium/sodium.





## Chapitre 2

# Électromagnétisme et échange d'ions : typologie des guides d'onde

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1.2</b>	<b>Origines et motivations de l'optique intégrée</b>	<b>5</b>
1.2.1	Naissance du concept de guide d'onde	6
1.2.2	Formalisation	6
1.2.3	Débuts des télécommunications optiques	8
1.2.4	Intégration sur substrats planaires	11
<b>1.3</b>	<b>Substrats pour la photonique</b>	<b>15</b>
1.3.1	Semiconducteurs	15
1.3.2	Niobate de Lithium	21
1.3.3	Polymères	22
1.3.4	Verres	24
<b>1.4</b>	<b>Évolution des besoins</b>	<b>29</b>
<b>1.5</b>	<b>Développements actuels et besoins futurs</b>	<b>31</b>
1.5.1	Intégration de microlasers	31
1.5.2	Capteur optofluidique : vers plus de longueur	34
<b>1.6</b>	<b>Objectifs de l'étude</b>	<b>35</b>
<b>1.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>37</b>

---

## 2.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'optique intégrée sur verre est particulièrement adaptée à la réalisation de microsystèmes optiques et en particulier de par la flexibilité de l'échange d'ions. Dans ce chapitre nous verrons comment le guidage optique est effectué sur substrat de verre grâce au contraste d'indice créé par l'échange d'ions. Pour cela, nous commencerons par un rappel d'électromagnétisme qui nous conduira à mettre en évidence la condition de guidage. Ensuite nous détaillerons le principe physique de l'échange d'ions et expliciterons en quoi cela permet de remplir la condition de guidage. Les différents types de guides d'onde, ainsi que leur réalisation par échange d'ions seront alors décrits.

## 2.2 Optique guidée

Pour expliquer le guidage de la lumière à l'origine de la fonctionnalisation en optique intégrée, nous adoptons la description électromagnétique des ondes optiques. La propagation est alors étudiée à partir des solutions des équations de Maxwell.

### 2.2.1 Formulation de l'équation d'onde

Un champ électromagnétique est représenté par les champs vectoriels électrique  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$  et magnétique  $\mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$ . Dans un milieu continu, le champ électromagnétique induit des champs dits auxiliaires définis par :

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E} + \mathcal{P} \quad (2.1a)$$

$$\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H} + \mu_0 \mathcal{M} \quad (2.1b)$$

où  $\epsilon_0$  et  $\mu_0$  sont la permittivité et la perméabilité du vide, tels que  $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c_0^2$  avec  $c_0$  la célérité de la lumière. Les champs  $\mathcal{D}(\mathbf{r}, t)$  et  $\mathcal{B}(\mathbf{r}, t)$  correspondent respectivement aux inductions électrique et magnétique. Les vecteurs polarisation  $\mathcal{P}(\mathbf{r}, t)$  et aimantation  $\mathcal{M}(\mathbf{r}, t)$  représentent la réponse du matériau soumis à un champ électromagnétique. Nous considérons dans un premier temps un milieu linéaire, non dispersif, homogène et isotrope. La polarisation du matériau est alors donnée par l'équation de constitution :

$$\mathcal{P} = \epsilon_0 \chi \mathcal{E} \quad (2.2)$$

avec  $\chi$ , la susceptibilité du milieu soumis au champ électrique  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ . Auquel cas, l'équation (2.1a) pour l'induction électrique devient :

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 (1 + \chi) \mathcal{E} \equiv \epsilon_0 n^2 \mathcal{E} \quad (2.3)$$

La réponse du matériau est donc caractérisée de manière équivalente par la susceptibilité  $\chi$  ou l'indice de réfraction  $n$ . En outre, nous supposons que l'aimantation  $\mathcal{M}(\mathbf{r}, t)$  du milieu est négligeable. Enfin, le verre est un matériau diélectrique caractérisé par l'absence de source de charges et de courants électriques. Le comportement dynamique du champ électromagnétique, ainsi que des champs induits, obéit alors aux équations de Maxwell, qui dans leurs formes différentielles s'écrivent :

$$\nabla \wedge \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (2.4a)$$

$$\nabla \wedge \mathcal{H} = \epsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \quad (2.4b)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = 0 \quad (2.4c)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = 0 \quad (2.4d)$$

avec  $\nabla$  l'opérateur différentiel du premier ordre<sup>1</sup>. Notons que les champs électrique et magnétique sont corrélés au travers des équations (2.4a) et (2.4b) par l'opérateur rotationnel, c'est pourquoi on parle de champ électromagnétique. La résolution de ce système exige donc de découpler les variations des champs électrique et magnétique. Le traitement mathématique habituel des équations de Maxwell consiste alors à appliquer l'opérateur laplacien  $\nabla^2$ , ce qui pour le champ électrique dans un matériau homogène donne :

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathcal{E} &= \nabla(\nabla \cdot \mathcal{E}) - \nabla \wedge (\nabla \wedge \mathcal{E}) \\ &= \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \wedge \mathcal{H}) \\ &= \mu_0 \epsilon_0 n^2 \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Finalement, le système d'équation de Maxwell est réduit à une équation différentielle hyperbolique du second ordre, apparentée à une équation d'onde, qui décrit la

<sup>1</sup> Le produit scalaire  $(\nabla \cdot)$  et le produit vectoriel  $(\nabla \wedge)$  correspondent respectivement aux opérateurs divergence et rotationnel.

propagation du champ électrique dans le milieu considéré :

$$\nabla^2 \mathcal{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

avec  $c = c_0/n$  la vitesse de propagation dans un matériau d'indice  $n$ . Le champ magnétique respecte une équation d'onde rigoureusement identique. Nous nous restreignons donc à l'étude du champ électrique, le développement pouvant dans la suite être étendu de façon similaire au champ magnétique.

### 2.2.2 Résolution de l'équation d'onde

Le champ électrique  $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ , en obéissant à l'équation (2.6), se propage alors sous la forme d'ondes. En outre, l'équation d'onde étant linéaire, en accord avec le principe de superposition, ces ondes sont décomposables en ondes monochromatiques, elles même solutions de l'équation d'onde. Nous cherchons donc des solutions qui sont des fonctions harmoniques du temps, de pulsation  $\omega = 2\pi\nu$ , de la forme :

$$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \quad (2.7)$$

avec  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  l'amplitude complexe de l'onde, parfois qualifiée simplement de champ, et qui vérifie l'équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad \text{avec} \quad k = \frac{\omega}{c} \equiv nk_0 \quad (2.8)$$

où  $k$  est défini comme le nombre d'onde –  $k_0$  étant par ailleurs le nombre d'onde dans le vide. En s'affranchissant de la dépendance temporelle, la résolution de l'équation d'onde (2.6) revient à chercher les solutions stationnaires pour l'amplitude  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  respectant l'équation (2.8) dite de Helmholtz. Ces solutions sont appelées modes propres et forment une base sur laquelle est décomposée la distribution spatiale du champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ . La forme des solutions est fixée par les conditions aux limites, par exemple la continuité des composantes tangentielles des champs électrique et magnétique, imposée par les équations de Maxwell à l'interface entre deux milieux diélectriques. Nous analyserons par la suite trois cas, à commencer par la propagation en espace libre, puis dans un milieu hétérogène présentant soit un saut d'indice, soit un gradient d'indice.

### 2.2.2.1 Espace libre

La propagation en espace libre n'est soumise à aucune condition aux limites. L'équation de Helmholtz (2.8) présente donc plusieurs types de solutions simples. Ces ondes sont caractérisées par la forme de leurs équiphases, appelés fronts d'onde<sup>1</sup>. Pour les ondes sphériques, les fronts d'ondes sont des sphères concentriques. Ces solutions décrivent le champ à proximité d'une source ponctuelle de lumière. Les ondes issues d'une source située à l'infini sont modélisées par des fronts d'onde plans. Enfin, il existe une solution permettant la description d'un faisceau laser, on parle alors de faisceau gaussien. Par la suite nous ne considérons que la propagation sous forme d'ondes planes. Les modes de propagation s'expriment donc comme :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.9)$$

où  $\mathbf{k}$  est le vecteur d'onde. Les surfaces de phase constantes sont données par  $\arg\{\mathbf{E}(\mathbf{r})\} = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = 2\pi q$  avec  $q$  entier. Les fronts d'ondes sont donc des plans, perpendiculaires au vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ , séparés par la distance  $\lambda = 2\pi/k$  appelée longueur d'onde et telle que  $\lambda = c/\nu$ . Les ondes planes sont effectivement solutions de l'équation de Helmholtz à condition que la norme du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  soit égale au nombre d'onde  $k$ , dorénavant nommé constante de propagation<sup>2</sup>. Dans un milieu homogène infini, il existe une infinité de modes, chacun étant lié à une constante de propagation  $k$  donnée. De plus, en l'absence de conditions aux limites, les ondes planes associées à ces modes ont une étendue infinie selon les trois directions de l'espace. De sorte que pour confiner le champ il est nécessaire d'introduire une hétérogénéité dans le milieu.

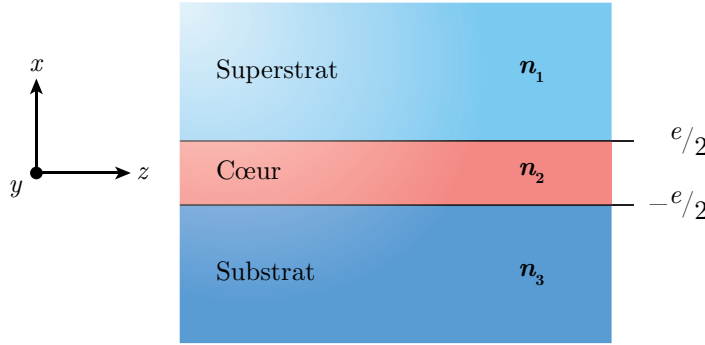
### 2.2.2.2 Saut d'indice

Une façon d'imposer des conditions à même de conduire au confinement du champ repose sur la discontinuité d'indice entre différents matériaux, auquel cas on parle de saut d'indice. Les guides d'onde réalisés à partir de dépôts et de techniques de gravure présentent notamment ce type de discontinuité.

<sup>1</sup> Si l'on note  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{j\varphi(\mathbf{r})}$  l'amplitude complexe du champ, un front d'onde correspond alors à l'ensemble des points tels que  $\varphi(\mathbf{r}) = \text{cste}$ .

<sup>2</sup> En l'absence d'absorption,  $k$  est réel, le terme  $e^{-j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  est donc un terme de phase pur. Par conséquent  $k$  caractérise le changement de phase au cours de la propagation et est alors appelé constante de propagation.

**Confinement selon une direction** Dans un premier temps, considérons l'empilement de trois matériaux d'indices différents  $n_i$  constituant un guide plan asymétrique, tel que représenté sur la figure 2.1. Le cœur du guide, d'indice  $n_2$ , est formé par la couche d'épaisseur  $e$  comprise entre les matériaux d'indice  $n_3$  et  $n_1$  appelés respectivement substrat et superstrat. Cette structure est supposée infinie selon  $y$ , de telle façon que le confinement du champ intervient selon une seule direction. En outre la propagation est selon  $z$ .



**FIGURE 2.1** – Structure d'un guide plan asymétrique.

L'invariance selon  $y$  se traduit par  $\partial/\partial y = 0$ , et conduit à considérer dans les équations de Maxwell deux groupes de solutions. En effet les composantes  $E_y, H_x, H_z$  et  $H_y, E_x, E_z$  sont liées et constituent respectivement les polarisations transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). Sans perdre en généralité, nous traitons uniquement les modes TE qui sont entièrement définis à partir de leur composante  $E_y(x, z)$ <sup>1</sup>, notée simplement  $E(x, z)$  dorénavant. Le problème se ramène finalement à l'examen des modes donnés par l'équation de Helmholtz scalaire, qui en explicitant l'indice s'écrit :

$$\nabla^2 E + n_i^2 k_0^2 E = 0 \quad (2.10)$$

<sup>1</sup> Pour les modes TE les composantes  $H_x$  et  $H_z$  du champ magnétique dépendent des variations du champ électrique. Pour des solutions harmoniques du temps du champ électrique, il résulte de l'opérateur rotationnel :

$$\begin{aligned} H_x &= \frac{1}{j\mu_0\omega} \frac{\partial E_y}{\partial z} \\ H_z &= -\frac{1}{j\mu_0\omega} \frac{\partial E_y}{\partial x} \end{aligned}$$

La seconde équation lie la dérivée  $\partial E_y / \partial x$  à la composante tangentielle  $H_z$  du champ magnétique – relativement aux discontinuités en  $x = -e/2$  et  $x = e/2$ . Par conséquent  $E_y$  et  $\partial E_y / \partial x$  sont continues aux interfaces.

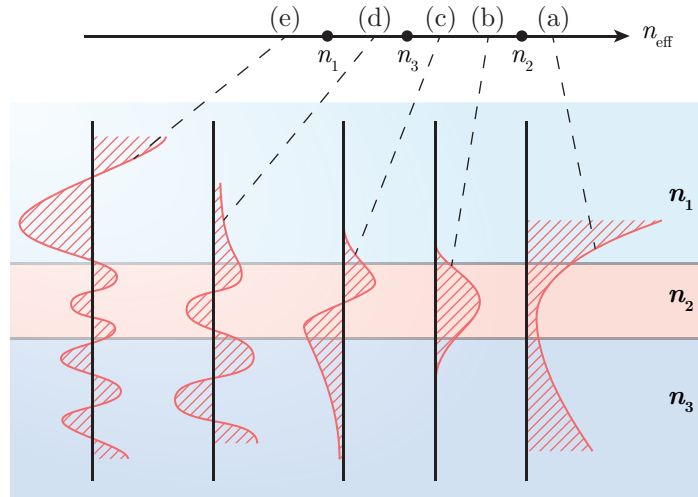
Enfin, la propagation dans un guide plan est étudiée à partir du champ comme la déformation  $E(x, z)$  se propageant selon  $z$  avec la constante de propagation  $\beta$  :

$$E(x, z) = E(x) e^{-j\beta z} \quad (2.11)$$

Chaque mode de propagation est donc caractérisé par la constante de propagation  $\beta$ , associée à un indice effectif  $n_{\text{eff}}$  avec  $\beta = k_0 n_{\text{eff}}$ . À partir de (2.11) et de (2.10), l'équation scalaire de Helmholtz s'écrit dans le cas d'un guide plan :

$$\frac{\partial^2 E(x)}{\partial x^2} + k_0^2 (n_i^2 - n_{\text{eff}}^2) E(x) = 0 \quad (2.12)$$

Cette équation doit être vérifiée simultanément dans les trois milieux d'indice  $n_i$ . La résolution du système d'équation est possible de manière analytique et la nature des solutions dépend de la valeur de la constante de propagation et en particulier du signe des différences  $n_i^2 - n_{\text{eff}}^2$ . Les solutions de l'équation différentielle (2.12) sont de la forme  $E(x) = C_1 e^{\gamma_1 x} + C_2 e^{\gamma_2 x}$  avec  $\gamma_1$  et  $\gamma_2$  solutions réelles ou complexes conjuguées de l'équation caractéristique associée. En choisissant les matériaux tels que  $n_2 > n_3 > n_1$  pour les indices, les différentes solutions possibles sont représentées sur la figure 2.2.



**FIGURE 2.2** – Distributions du champ des modes d'un guide plan en fonction de l'indice effectif, d'après [10].

Nous distinguons alors trois configurations différentes en fonction de l'interprétation physique de la distribution du champ  $E(x)$  :



- $n_{\text{eff}} > n_2$  : la continuité du champ  $E(x)$  et de sa dérivée implique la croissance du champ à l'extérieur du cœur, dans les régions d'indice  $n_1$  et  $n_3$ . Cette solution (a) n'est pas possible physiquement ;
- $n_3 < n_{\text{eff}} < n_2$  : les solutions (b) et (c) sont sinusoïdales dans le cœur et exponentielles décroissantes à l'extérieur. Le champ est donc confiné dans le guide, on parle de *modes guidés* ;
- $n_{\text{eff}} < n_3$  : les solutions sont sinusoïdales à l'extérieur du cœur, dans le substrat d'abord (d), puis dans le superstrat également (e) si  $n_{\text{eff}} < n_1$ . Le champ n'est plus localisé dans le cœur, on parle alors de *modes rayonnés*.

Ainsi, le piégeage de la lumière dans le guide intervient à la seule condition que  $n_3 < n_{\text{eff}} < n_2$ , parfois appelée condition de guidage. En outre, l'équation de Helmholtz est valide uniquement pour des valeurs discrètes de l'indice effectif, notées  $n_{\text{eff},m}$ , définies par la relation de dispersion résultant des conditions aux limites en  $x = -e/2$  et  $x = e/2$  :

$$k_0 e \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff},m}^2} - \arctan \left( \frac{\sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_1^2}}{\sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff},m}^2}} \right) - \arctan \left( \frac{\sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_3^2}}{\sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff},m}^2}} \right) = m\pi \quad (2.13)$$

Pour chacun des modes guidés d'indice  $n_{\text{eff},m}$  obtenu avec l'équation (2.13), la distribution du champ  $E_m(x)$  vaut alors :

$$E_m(x) = \begin{cases} C \exp(-\alpha_1 [x - e/2]) & e/2 < x \\ C \cos(k_m x + \Phi) & -e/2 \leq x \leq e/2 \\ C \exp(\alpha_3 [x + e/2]) & x < -e/2 \end{cases} \quad (2.14)$$

avec

$$\alpha_1 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_1^2} \quad (2.15)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff},m}^2} \quad (2.16)$$

$$\alpha_3 = k_0 \sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_3^2} \quad (2.17)$$

Finalement, la propagation dans un guide plan asymétrique est décrite par un nombre fini de modes guidés, caractérisés par la distribution de champ  $E_m(x)$  et l'indice effectif  $n_{\text{eff},m}$ , et un nombre infini de modes rayonnés. Pour une longueur

d'onde donnée, si la relation de dispersion admet qu'une unique solution le guide est dit *monomode* et le mode associé est appelé *mode fondamental*. Un guide *multimode* supporte alors plusieurs modes guidés.

**Confinement selon deux directions** Lorsque le guide plan est également limité selon  $y$ , comme représenté sur la figure 2.3, le guide est qualifié de guide canal. L'équation de Helmholtz ne peut plus être simplifiée comme dans le cas du guide plan afin de déterminer des solutions analytiques. La méthode de l'indice effectif [164] par exemple, permet alors d'approximer les solutions en découplant les variations selon les directions transverses à la propagation :

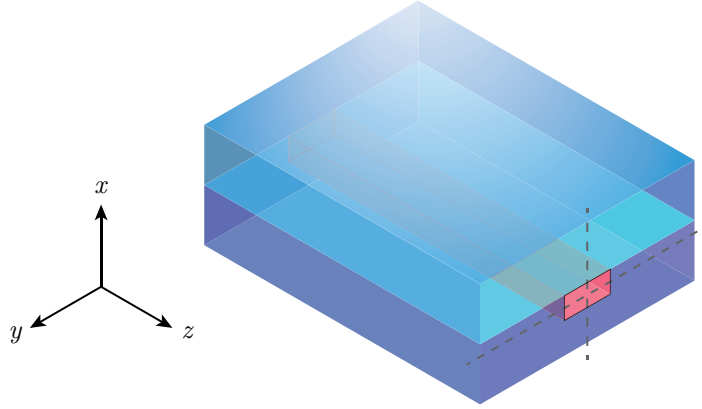
$$E(x,y) = \psi(x)\xi(y) \quad (2.18)$$

L'étude des modes de propagation dans un guide ruban se ramène désormais au cas du guide plan dont des solutions analytiques sont connues. En effet la résolution est d'abord effectuée selon une direction, par exemple  $x$ , donnant un mode  $\psi_i$  pour la distribution du champ, d'indice effectif  $n_{\text{eff},i}$ . Ensuite il s'agit de considérer le guide plan selon l'autre direction,  $y$ , dont le cœur est constitué par une région d'indice  $n_{\text{eff},i}$  et ayant pour solution un mode  $\xi_j$  d'indice  $n_{\text{eff},i,j}$ . Finalement, le mode guidé  $E_{i,j}$  se propageant dans une structure avec un confinement dans deux directions est défini comme  $E_{i,j}(x,y) = \psi_i(x)\xi_j(y)$  avec l'indice  $n_{\text{eff},i,j}$ . Toutefois, la méthode de l'indice effectif reste une approximation forte et la détermination rigoureuse de la distribution  $E(x,y)$  du champ nécessite l'utilisation d'outils numérique pour la résolution de l'équation de Helmholtz.

Avec la méthode de l'indice effectif, la notion de mode guidé discret  $E_{i,j}(x,y)$  est donc généralisée pour le guide ruban avec deux axes de confinement à partir des solutions analytiques  $\psi_i(x)$  et  $\xi_j(y)$  établies dans le cas du guide plan à un seul axe de confinement. Autrement dit, la propagation selon  $z$  dans le guide ruban de la figure 2.3 est caractérisée par un nombre fini de modes guidés  $E_m(x,y)$  d'indice effectif  $n_{\text{eff},m}$  et une infinité de modes rayonnés.

### 2.2.2.3 Gradient d'indice

L'autre manière d'obtenir un guidage de la lumière est d'introduire une variation continue de l'indice de réfraction  $n(x,y)$ , l'indice étant par ailleurs invariant selon la direction de propagation  $z$  pour un guide ruban. C'est notamment le cas pour



**FIGURE 2.3** – Représentation d'un guide ruban avec un confinement selon deux directions matérialisées par les lignes en pointillé.

les guides d'onde réalisés par échange d'ions. L'hétérogénéité du milieu conduit à prendre en compte les variation de l'indice dans l'équation de Helmholtz, donnant lieu à un second membre non nul :

$$\nabla^2 E + n^2 k_0^2 E = -\nabla \left( E \frac{\nabla n^2}{n^2} \right) \quad (2.19)$$

La résolution de l'équation de Helmholtz n'est plus possible analytiquement dans ce cas. La recherche des modes de propagations requiert dès lors l'utilisation d'outils de calcul numérique.

## 2.3 Échange d'ions

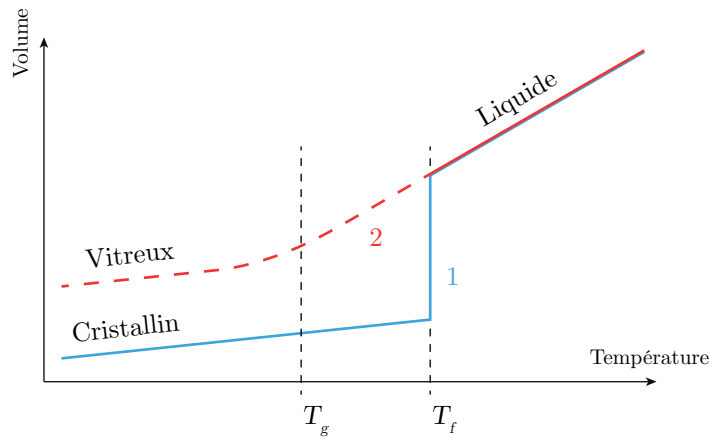
L'échange d'ions est une technologie employée pour modifier les propriétés physico-chimiques du verre en y incorporant des impuretés. C'est le procédé utilisé dans ces travaux de thèse pour réaliser des gradients d'indice afin d'assurer le guidage de la lumière dans des substrats de verre.

### 2.3.1 Principe

Au cours de l'échange d'ions il s'agit, de substituer l'un des composants du verre par un corps étranger, que nous appellerons dopant.

### 2.3.1.1 Composants du verre

Le verre est un terme générique qui désigne en fait tout matériau dans un état particulier de la matière dit état vitreux. La vitrification peut intervenir à la suite de phénomènes naturels, comme dans les volcans (obsidienne) ou lors de l'impact de la foudre (fulgurite) ou d'une météorite (impactite). Industriellement l'état vitreux est obtenu à partir du contrôle de la solidification d'un matériau [109]. Classiquement, lorsque la température d'un matériau fondu est abaissée sous le point de fusion  $T_f$ , le matériau cristallise. Des liaisons se créent entre les atomes pour former une structure périodique et symétrique, ce qui se traduit par une réduction abrupte de volume, à l'image de celle représentée sur le parcours 1 du diagramme de phase de la figure 2.4. En revanche, si la viscosité du liquide est élevée, les atomes ne peuvent s'ordonner suffisamment vite lorsque la température baisse. Comme le montre le parcours 2 de la figure 2.4, il n'existe alors plus de point de fusion clairement défini, mais plutôt une transition vitreuse autour de la température  $T_g$ .



**FIGURE 2.4** – Diagramme de phase représentant la réduction de volume au cours de la solidification. La cristallisation, 1, conduit à une réduction abrupte du volume. Contrairement à la transition vitreuse, 2, où le volume décroît continuellement.

Autrement dit, le verre est un liquide en surfusion qui est figé. Par conséquent, le verre est un matériau amorphe, dont l'organisation en réseau est proche de celle d'un liquide avec une viscosité élevée. La vitrification se produit pour une grande variété de matériaux de compositions différentes, dont les oxydes qui constituent une grande partie des verres en optiques. Les oxydes sont répertoriés selon quatre catégories en fonction de leur rôle dans l'état vitreux [165] :

**Les formateurs de réseau** peuvent former à eux seul un réseau avec des énergies de liaison supérieure à 330 kJ/mol. C'est généralement le composant principal, dont dépend la dénomination des verres. De la sorte qu'il existe des verres silicates ( $\text{SiO}_2$ ), borosilicates ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SiO}_2$ ) ou phosphates ( $\text{P}_2\text{O}_5$ ) ;

**Les intermédiaires de réseau** ont une énergie de liaison variant de 200 kJ/mol à 330 kJ/mol, trop faible pour pouvoir constituer un réseau à eux seuls. Les intermédiaires de réseau tels que  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbO}$  ou  $\text{TiO}_2$  interviennent dans une moindre proportion dans la composition des verres et sont inclus dans une matrice constituée par des formateurs de réseau. Le point de fusion est par exemple abaissé par l'ajout de ces intermédiaires de réseau, permettant de travailler le verre à plus basses températures ;

**Les modificateurs de réseau** sont très faiblement liés au réseau, avec des énergies inférieures à 200 kJ/mol. En effet, l'arrangement des liaisons de l'oxygène des modificateurs de réseau est souvent incompatible avec celui des formateurs et certaines liaisons covalentes sont rompues. Les modificateurs de réseau se présentent alors sous forme ionique. Parmi ceux-ci se trouvent notamment les espèces alcalines comme le sodium ( $\text{Na}^+$ ) ou le potassium ( $\text{K}^+$ ), ou encore les terres rares.

L'échange ionique consiste alors à fournir l'énergie thermique nécessaire pour libérer les modificateurs de réseau afin de les remplacer par une espèce similaire. Les températures mises en jeu doivent toutefois rester inférieures à la température de transition vitreuse et sont généralement comprises entre 200 °C et 500 °C.

### 2.3.1.2 Dopants

Afin d'assurer le guidage, la substitution des modificateurs de réseau au cours de l'échange d'ion doit introduire une variation positive de l'indice de réfraction. Pour les verres d'oxydes, une formule empirique pour l'indice a été proposée par M. L. Huggins [166] :

$$n = 1 + \frac{R_0}{V_0} \quad (2.20)$$

où  $V_0$  est le volume et  $R_0$  la réfractivité normalisés par la quantité d'atomes d'oxygène. Ces grandeurs sont exprimées à partir de relations additives des caractéristiques de chacun des constituants du verre. Par conséquent, la modification de la composition du verre crée, en l'absence de contraintes, une variation d'indice  $\Delta n$

proportionnelle à la concentration normalisée  $c$  de dopants :

$$\Delta n = \frac{c}{V_0} \left( \Delta R - \frac{R_0 \Delta V}{V_0} \right) \quad (2.21)$$

avec  $\Delta V$  et  $\Delta R$  les changements de volume et de réfractivité. Ces variations sont induites respectivement par les différence de rayon ionique et de polarisabilité<sup>1</sup> des espèces échangées. Pour l'optique intégrée sur verre les principaux ions utilisés sont listés dans le tableau 2.1.

Ion –	Polarisabilité ( $\text{\AA}^3$ )	Rayon ionique ( $\text{\AA}$ )
Na <sup>+</sup>	0,43	0,95
Ag <sup>+</sup>	2,40	1,26
K <sup>+</sup>	1,33	1,33
Tl <sup>+</sup>	5,20	1,49

**TABEAU 2.1** – Grandeurs caractéristiques des espèces ioniques couramment rencontrées pour la réalisation de guide d'onde en optique intégrée sur verre [147].

Historiquement, les échanges K<sup>+</sup>/Tl<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>/K<sup>+</sup> et Na<sup>+</sup>/Ag<sup>+</sup> ont été étudiés pour la réalisation de guides d'onde sur verre. Les premiers guides d'onde élaborés par Izawa *et coll.* [108] ont été obtenus avec un échange K<sup>+</sup>/Tl<sup>+</sup>. La grande différence de polarisabilité autorise des variations d'indice pouvant atteindre 10<sup>-1</sup>, en revanche la toxicité du thallium restreint fortement son emploi. Le potassium introduit quant à lui des contraintes conduisant à une biréfringence des guides [167], à cause d'un rayon ionique relativement différent de celui du sodium. De plus, la variation d'indice induite par l'échange Na<sup>+</sup>/K<sup>+</sup> est faible, de l'ordre de 10<sup>-2</sup>, limitant l'intégration de fonctions optiques sur substrats de verre. Enfin, dans le cas de l'échange Na<sup>+</sup>/Ag<sup>+</sup>, le rapport 6 sur la polarisabilité permet des contrastes d'indice  $\Delta n$  élevés, de l'ordre de 10<sup>-1</sup>. Cependant, l'échange argent exige un contrôle particulier pour réduire la formation éventuelle d'agrégats d'argent métallique qui peuvent engendrer des pertes optiques. Ce dernier échange reste néanmoins le plus couramment utilisé pour la réalisation de guides d'onde en optique intégrée sur verre [103].

<sup>1</sup> La réfractivité est la grandeur macroscopique qui correspond à la mesure de la grandeur microscopique de polarisabilité pour une mole d'atome d'oxygène

### 2.3.2 Modèle de diffusion

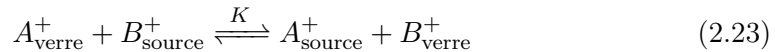
La distribution des dopants n'est pas uniforme sur l'ensemble du volume du substrat de verre. En effet, pour former un guide d'onde, l'indice du substrat  $n_{\text{sub}}$  est augmenté localement d'une quantité positive, proportionnelle à la variation d'indice maximale  $\Delta n_{\text{max}}$  de l'échange considéré :

$$n(x, y, z) = n_{\text{sub}} + c(x, y, z) \Delta n_{\text{max}} \quad (2.22)$$

où  $c(x, y, z)$  est la concentration normalisée de dopants dans le substrat. Afin de déterminer la distribution d'indice, il faut donc au préalable connaître la distribution de dopants résultant de l'échange d'ions. Pour cela, nous traitons la modélisation de l'échange dans le cas général pour une paire d'ions  $A^+/B^+$ ,  $A^+$  étant le modificateur de réseau remplacé par le dopant  $B^+$ . En particulier nous cherchons à déterminer l'évolution des concentrations  $C_A(\mathbf{r}, t)$  et  $C_B(\mathbf{r}, t)$ . Le processus est décomposé en deux étapes avec d'abord un échange à l'interface suivi de la migration des ions dans le verre grâce à des phénomènes de diffusion ou de transport.

#### 2.3.2.1 Échange ionique à l'interface

L'échange d'ions se produit lorsque le substrat de verre est mis en contact avec une source d'ions – ici nous examinons le cas particulier d'une source diluée d'ions qui contient à la fois des ions  $A^+$  et  $B^+$ . L'échange intervient donc à l'interface selon la réaction :



En supposant que la cinétique de cette réaction est plus rapide que les mécanismes de migrations des ions depuis la surface, un équilibre thermodynamique est atteint, caractérisé par la constante  $K$ . En outre, nous formulons l'hypothèse que chaque ion  $A^+$  extrait du verre est systématiquement et immédiatement substitué par un ion  $B^+$ , de telle sorte que la neutralité électrique du verre est préservée. Auquel cas, au niveau de la surface du verre :

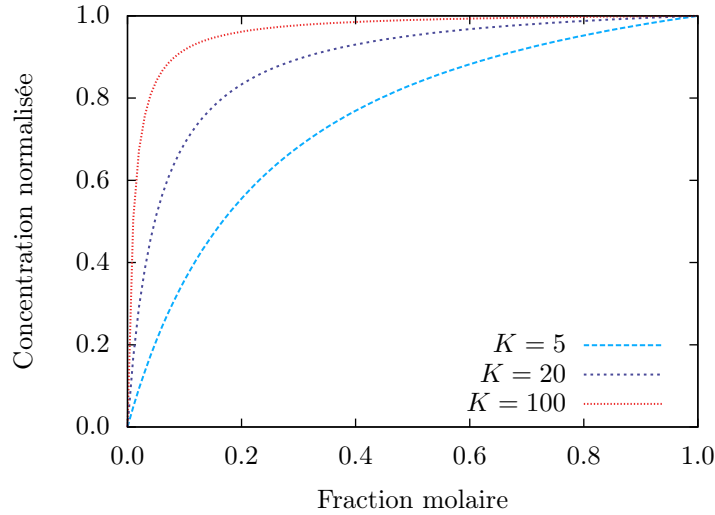
$$\forall t \quad C_A^{\text{verre}}(t) + C_B^{\text{verre}}(t) = \text{cste} \equiv c_0 \quad (2.24)$$

avec  $c_0$  une constante qui représente la concentration de sites du verre occupés par un ion susceptible d'être échangé, en particulier  $c_0 = C_A^{\text{verre}}(t = 0)$ . Nous nous

intéressons alors au taux de substitution en ion dopant  $B^+$  à la surface donné par la concentration normalisée  $c_s = C_B^{\text{verre}}/c_0$ . À l'équilibre,  $c_s$  dépend de la fraction molaire  $x_B = C_B^{\text{source}}/(C_A^{\text{source}} + C_B^{\text{source}})$  d'ions dopants de la source diluée et de la constante  $K$  d'après la relation [168] :

$$c_s = \frac{K x_B}{1 + x_B(K - 1)} \quad (2.25)$$

Pour un couple d'ions et un verre donnés, la concentration en ions dopants présente une saturation lorsque la fraction molaire augmente et finit par tendre asymptotiquement vers sa valeur nominale  $c_s = 1$  comme le montre la figure 2.5. La source d'ions  $B^+$  est par ailleurs considérée comme infinie, les concentrations  $C_A^{\text{source}}(t)$  et  $C_B^{\text{source}}(t)$  dans la source diluée sont donc constantes. Nous supposons également que la migration des ions subséquente à l'échange ne perturbe pas l'équilibre établi en surface. Par conséquent, le taux de substitution  $c_s$  reste constant sur la durée de l'échange d'ions. Nous pouvons donc traiter indépendamment la migration des ions dans le verre. Les concentrations dans le verre sont dorénavant simplement notées  $C_A$  et  $C_B$ .



**FIGURE 2.5** – Évolution de la concentration normalisée en surface  $c_s$  en fonction de la fraction molaire  $x_B$  d'ions dopants dans la source diluée pour différentes valeurs de la constante d'équilibre  $K$ .



### 2.3.2.2 Migration des ions dans le volume du verre

L'échange à l'interface avec un taux  $c_s$  conduit à l'instauration d'un gradient de concentration  $\nabla C_i$  ( $i = A, B$ ) dans le verre pour chacune des espèces. Les ions vont donc migrer par diffusion dans des directions opposées, les modificateurs de réseau  $A^+$  remontent vers la surface tandis que les ions dopants  $B^+$  diffusent dans le verre. Les courant ioniques  $\mathbf{J}_i^{\text{diff}}$  associés sont donnés par la première loi de Fick :

$$\mathbf{J}_i^{\text{diff}} = -D_i \nabla C_i \quad (2.26)$$

où  $D_i$  est le coefficient de diffusion des ions dans le verre. La diffusion des deux espèces ioniques n'a pas nécessairement lieu à la même vitesse, particulièrement en raison de la différence de volume. Il se crée donc une zone de charge d'espace (ZCE) accompagnée d'un champ électrique interne  $\mathbf{E}_{\text{int}}$ . Dans certains procédés, un champ externe  $\mathbf{E}_{\text{ext}}$  est ajouté pour améliorer la migration des dopants dans le verre. Ces deux champs électriques donnent lieu à un courant ionique dit de transport :

$$\mathbf{J}_i^{\text{trans}} = \mu_i C_i (\mathbf{E}_{\text{ext}} + \mathbf{E}_{\text{int}}) \quad (2.27)$$

avec  $\mu_i$  la mobilité des ions, liée au coefficient de diffusion au travers de la relation de Nernst-Einstein :

$$\mu_i = \frac{e}{H k_B T} D_i \quad (2.28)$$

avec  $k_B$  la constante de Boltzmann,  $e$  la charge élémentaire et  $H$  le coefficient de Haven [169] qui dépend de la nature du verre<sup>1</sup>. Finalement le courant ionique global  $\mathbf{J}_i$  pour chacune des espèces est la somme d'un terme de diffusion et d'un terme de transport  $\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_i^{\text{diff}} + \mathbf{J}_i^{\text{trans}}$ . Afin d'assurer la conservation des espèces, ces flux d'ions obéissent à la seconde loi de Fick :

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_i = -\frac{\partial C_i}{\partial t} \quad (2.29)$$

En outre, le nombre total de sites disponibles dans le verre pour les ions  $A^+$  ou  $B^+$  est constant. Autrement dit, il faut qu'un site occupé par un ion  $A^+$  se libère avant

---

<sup>1</sup> Le coefficient de Haven est une constante sans dimension variant de 0 à 1 en fonction de la prédominance de mécanismes interstitiels ou lacunaires. Sa valeur est fortement liée à la teneur en alcalin des verres.

d'être à nouveau occupé par un ion  $B^+$ , auquel cas les concentrations  $C_i$  respectent :

$$C_A(\mathbf{r}, t) + C_B(\mathbf{r}, t) = \text{cste} \equiv c_0 \quad (2.30)$$

Notons  $c = C_B/c_0$  la concentration normalisée en dopant  $B^+$ , celle des ions  $A^+$  est alors donnée par  $C_A/c_0 = 1 - c$ . En combinant (2.26) et (2.27), nous pouvons donc écrire le courant ionique  $\mathbf{j}_B$  de dopant associé à la concentration normalisée  $c$  et la loi de conservation correspondante :

$$\mathbf{j}_B = -D_B \left[ \nabla c - \frac{e}{Hk_B T} c (\mathbf{E}_{\text{ext}} + \mathbf{E}_{\text{int}}) \right] \quad \text{et} \quad \nabla \cdot \mathbf{j}_B = -\frac{\partial c}{\partial t} \quad (2.31)$$

Le champ interne  $\mathbf{E}_{\text{int}}$  établi dans la ZCE peut être exprimé en fonction des autres grandeurs physiques accessibles<sup>1</sup> :

$$\mathbf{E}_{\text{int}} = -H \frac{k_B T}{e} \frac{\alpha_{\text{st}}}{1 - \alpha_{\text{st}} c} \nabla c \quad (2.32)$$

où  $\alpha_{\text{st}}$  est le coefficient de Stewart [170], défini à partir du ratio des coefficients de diffusion :  $\alpha_{\text{st}} = 1 - D_B/D_A$ . Le dopage du verre est donc régi par l'équation différentielle non-linéaire dite équation de diffusion qui comporte un terme de diffusion et un terme de transport :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[ \tilde{D}(c) \nabla c - \frac{e}{Hk_B T} D_B c \mathbf{E}_{\text{ext}} \right] \quad (2.33)$$

avec  $\tilde{D}(c) = D_B/(1 - \alpha_{\text{st}} c)$  le coefficient d'inter-diffusion [171]. Bien que la migration des ions  $A^+$  et  $B^+$  soient corrélées, nous avons considéré que les coefficients de diffusion  $D_i$  demeurent constants quelles que soient les concentrations mises en jeu. Or il a été démontré expérimentalement que cette hypothèse est fautive dans le cas des ions modificateurs de réseau dans le verre [168]. Ainsi le modèle est affiné en tenant compte de l'effet dit d'*alcalins mixtes* pour lesquels l'influence mutuelle des espèces ioniques se traduit par une dépendance exponentielle en concentration des

<sup>1</sup> La neutralité électrique induite par la condition (2.30) étant respecté partout – à la surface et dans le verre –, le nombre d'ions  $A^+$  sortants est égal au nombre d'ions  $B^+$  entrants. Le courant ionique total  $\mathbf{J}$ , défini comme la somme des courants pour chacune des espèces  $\mathbf{J} = \mathbf{J}_A + \mathbf{J}_B$ , est donc nul en l'absence de champ externe, ce qui permet de déduire l'expression du champ interne.

coefficients de diffusion :

$$D_A(c) = D_{0,A} e^{[A(1-c)^2]} \quad (2.34a)$$

$$D_B(c) = D_{0,B} e^{[Bc^2]} \quad (2.34b)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes sans dimension appelées coefficients d'alcalins mixtes. Les coefficients  $D_{0,i}$  correspondent aux coefficients de diffusion lorsqu'une seule des deux espèces est présente – c'est à dire en l'absence d'effet d'alcalin mixte. De plus, les coefficients  $D_{0,i}$  dépendent de la température et s'expriment sous la forme de lois d'Arrhenius :

$$D_{0,i}(T) = \mathcal{D}_i e^{-E_a/RT} \quad (2.35)$$

avec  $R$  la constante universelle des gaz parfaits et  $E_a$  l'énergie d'activation du site. Les coefficients d'alcalins mixtes sont par ailleurs considérés comme indépendant de la température.

### 2.3.3 Résolution de l'équation de diffusion

L'équation de diffusion est un cas d'étude classique en physique et de nombreuses méthodes mathématiques ont été mises au point pour déterminer la forme des solutions en fonction de la nature du problème [172]. Nous étudions donc le cas simple unidimensionnel avec  $D_A = D_B$  et en l'absence d'effet d'alcalins mixtes, de façon à expliciter le rôle des différentes contributions – diffusion ou transport – dans la migration des ions modélisée par l'équation (2.33). Les conditions initiale et aux limites sont fixées par le taux de substitution à la surface  $c_s$ . La distribution de concentration est alors donnée, en l'absence de champ externe, par [173] :

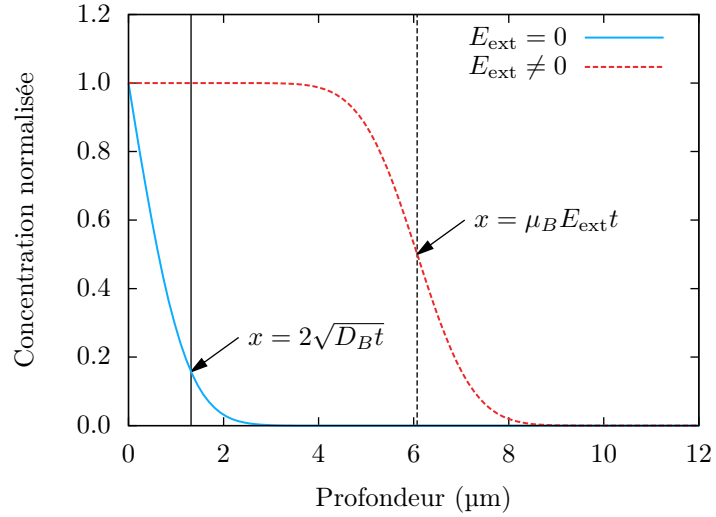
$$c(x) = c_s \operatorname{erfc} \left( \frac{x}{2\sqrt{D_B t}} \right) \quad (2.36)$$

Le terme  $2\sqrt{D_B t}$  est appelé *longueur effective de diffusion*. Si maintenant un champ externe  $E_{\text{ext}}$  est appliqué de telle façon que le terme de transport soit largement prédominant, la concentration en dopants est alors approximée par [173] :

$$c(x) \approx \frac{c_s}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{x - \mu_B E_{\text{ext}} t}{2\sqrt{D_B t}} \right) \quad (2.37)$$

où  $\mu_B E_{\text{ext}} t$  est la *longueur effective de transport*. Dans les deux cas,  $\operatorname{erfc}$  est la

fonction d'erreur complémentaire. Un exemple de représentation de la distribution de concentration est donné sur la figure 2.6 pour chacune des configurations. Bien qu'il soit difficile de définir un critère unique pour décrire les gradient de concentration correspondants [173], les longueurs effectives de diffusion et de transport donnent un ordre de grandeur de leur dimension caractéristique.



**FIGURE 2.6** – Exemples de distribution de concentration normalisée  $c$  en dopant, avec et sans champ externe  $E_{\text{ext}}$ , dans le cas unidimensionnel où  $D_A = D_B$ . Pour cet exemple, les paramètres ont été fixés à  $t = 5$  min,  $E_{\text{ext}} = 400$  kV/m,  $D_B = 8,7 \mu\text{m}^2/\text{min}$  et  $\mu_B = 3,0 \mu\text{m}^2/(\text{V}.\text{min})$ .

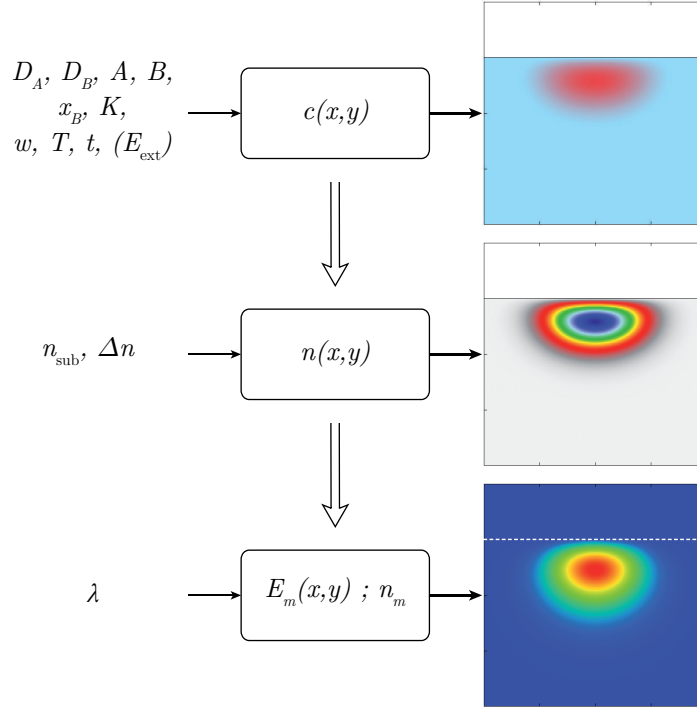
En revanche, dans le cas général, l'équation de diffusion (2.33) n'a pas de solution analytique et les contributions de la diffusion et du transport ne peuvent pas être aussi explicitement décrites pour calculer la distribution de dopants et nous utilisons donc pour cela une résolution numérique.

### 2.4 Simulations numériques

Nous considérons ici des guides d'onde dont l'axe de propagation est selon  $z$ , par conséquent la distribution de concentration est invariante selon cette direction. Nous cherchons donc à calculer numériquement des cartes de concentration  $c(x,y)$  selon les deux directions transverses. Dans notre cas, le calcul est effectué à l'aide d'un programme développé à partir des travaux de L. Onestas [174] au sein du laboratoire basé sur la méthode de Lax-Wendroff. Ensuite, la distribution de concentration est convertie en profil d'indice  $n(x,y)$  selon la relation (2.22). Enfin, l'équation de Helmholtz (2.19) pour les gradient d'indice est résolue numériquement avec la méthode ADI (angl. *Alternating Direction Implicit*) pour déterminer l'indice effectif  $n_{\text{eff},m}$  et la distribution de champ  $E_m(x,y)$  des modes guidés. Plus spécifiquement, les calculs sont menés avec la suite logicielle commerciale *OptiBPM* de *Optiwave Systems Inc.* Le protocole de simulation est résumé sur la figure 2.7 où sont indiqués les paramètres d'entrée nécessaires ainsi qu'un exemple de données obtenues pour chaque étape de calcul.

### 2.5 Mise en œuvre : procédé technologique et types de guides

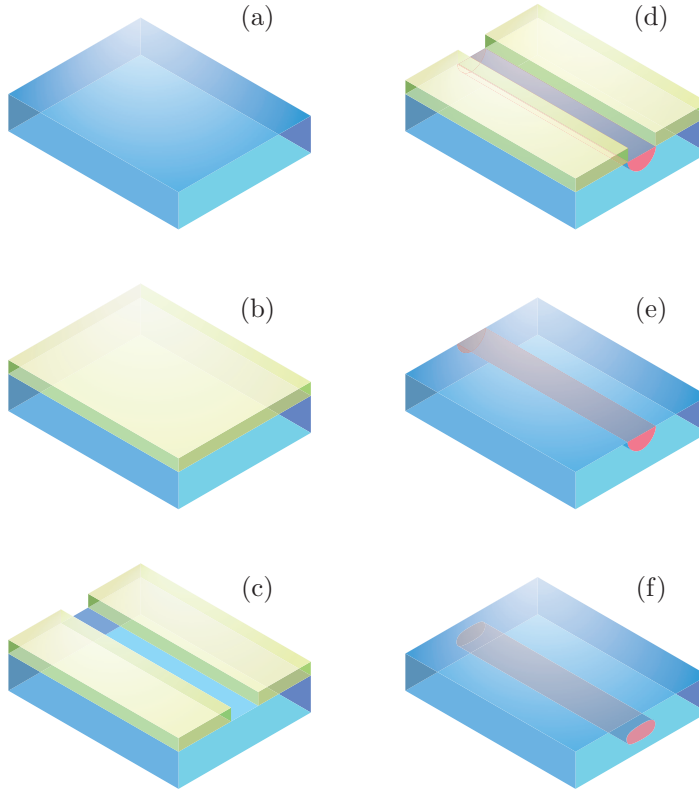
La réalisation de guides d'onde en optique intégrée sur verre par échange d'ions s'inscrit dans un procédé, présenté sur la figure 2.8, dérivé de la microélectronique. Suivant les conditions expérimentales choisies, trois géométries de guides d'onde peuvent être conçues avec cette technologie. Nous présentons brièvement dans la suite les principales étapes technologiques, dans le cas où l'échange d'ions est effectué avec une source liquide diluée. En effet, bien qu'il soit possible de réaliser un échange d'ions à partir d'un dépôt métallique [110], la source de dopants est le plus souvent, et en particulier pour ces travaux, un bain de sels fondus.



**FIGURE 2.7** – Protocole de simulation avec à gauche les paramètres d’entrée et un exemple de fichier de sortie à droite.

### 2.5.1 Création du cœur : cas des guides de surface

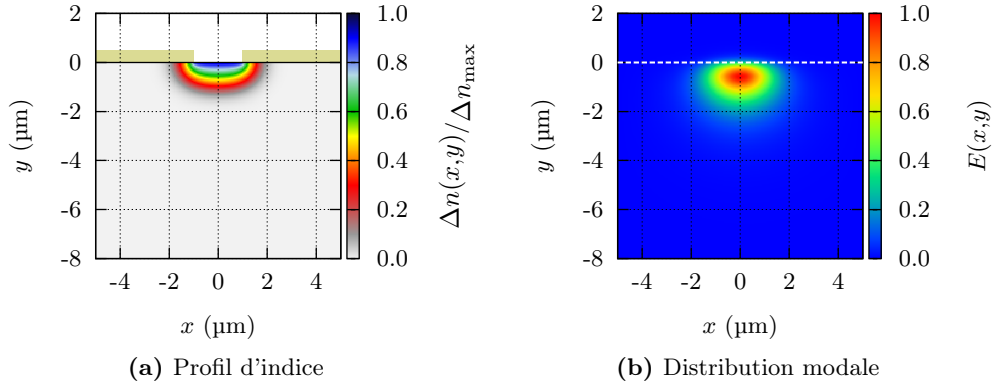
La première étape consiste à délimiter l’extension latérale du cœur des guides d’onde. Pour cela il faut procéder au dépôt en salle blanche d’une couche masquante imperméable à l’échange d’ions. Une étape de photolithographie est ensuite effectuée pour définir les motifs composés de sections droites ou courbes, le masque étant ouvert par gravure dans la région correspondante aux guides. La création à proprement parler du cœur des guides a lieu en plongeant le substrat masqué dans un bain de sels fondus, généralement de nitrates, contenant les ions dopants  $B^+$ . L’échange d’ions est réalisé dans un four avec une régulation continue de la température sur la durée de l’échange. En effet, les coefficients de diffusion varient exponentiellement avec la température, ce qui impose un contrôle précis de la température du procédé. Après l’échange, le masque est retiré et le substrat nettoyé. Lors de ce procédé, plusieurs paramètres libres sont accessibles à l’opérateur pour contrôler les dimensions des guides d’onde : la largeur d’ouverture du masque, la durée et la température de l’échange ainsi que la fraction molaire de dopants diluée dans le bain de sels. Les



**FIGURE 2.8** – Principales étapes du procédé technologique employé pour la réalisation de guides d'onde en optique intégrée sur verre. (a) substrat vierge, (b) dépôt d'un masque imperméable à l'échange d'ions, (c) photolithographie, (d) échange d'ions, (e) retrait du masque et nettoyage et (f) enterrage éventuel du cœur.

guides ainsi obtenus sont qualifié de *guides de surface* et résultent d'un phénomène de diffusion thermique pure, le verre n'étant soumis à aucun champ électrique externe. Le contact avec la source infinie de dopants est maintenu tout au long de l'échange à travers l'ouverture délimitée dans la couche masquante. Des ions  $B^+$  entrent donc continuellement dans le verre et migrent ensuite jusqu'à une profondeur de l'ordre de  $\sqrt{D_B t}$ , avec  $t$  la durée de l'échange. L'indice de réfraction est donc distribué selon un gradient dont la valeur maximale est situé au niveau de la surface, tel que représenté sur la figure 2.9(a). En outre, la diffusion thermique étant isotrope, la distribution d'indice tend à s'élargir latéralement avec un gradient dont la taille caractéristique est également  $\sqrt{D_B t}$ .

Le maximum d'indice étant situé à la surface du verre, le mode fondamental, donné sur la figure 2.9(b), a alors une partie évanescente du champ à l'extérieur du



**FIGURE 2.9** – Exemple de guide de surface.

verre, ce qui implique une forte interaction avec la surface.

### 2.5.2 Migration du cœur : cas des guides enterrés

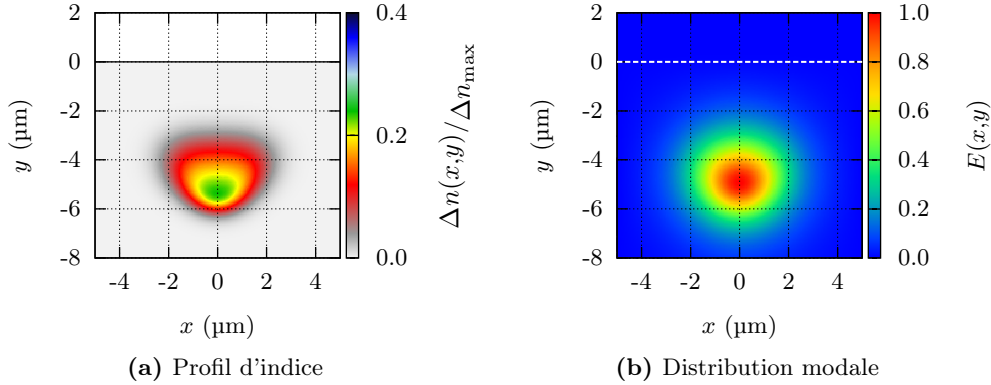
L'enterrage éventuel du cœur des guides d'onde est opéré au cours d'une seconde étape à la suite du premier échange d'ions et du retrait du masque.

#### 2.5.2.1 Enterrage sous champ

La mise en œuvre de l'enterrage sous champ est la plus contraignante dans le sens où elle requiert de séparer les bains de sels pour les deux interfaces du verre. Les deux bains doivent en effet être isolés électriquement pour éviter les fuites de courant et forcer les lignes de champ à travers le substrat. Les bains de sels ne comportent ici que des ions  $A^+$  – ce sont les modificateurs de réseau du verre utilisé comme substrat. L'anode d'une source de tension est plongée dans le bain supérieur, en contact avec le cœur des guides. La cathode est quant à elle immergée dans le bain inférieur. La profondeur d'enterrage est maîtrisée à partir de la tension appliquée aux bornes du verre, de la température et de la durée d'enterrage. Toutefois, le verre étant un matériau diélectrique présentant une résistivité élevée, le passage du courant induit un échauffement au cours du temps par effet Joule, qui réciproquement augmente la mobilité des ions dopants  $B^+$ , réduisant à son tour la résistance du verre. L'interdépendance de ces mécanismes rend particulièrement délicat le contrôle des paramètres d'enterrage. Finalement, les ions  $B^+$  déjà présent dans le verre s'éloignent de la surface du verre sous l'effet du champ électrique appliqué. Le maximum d'indice est



ainsi repoussé à une profondeur de l'ordre de  $\mu_B E_{\text{ext}} t$  où  $t$  est la durée de l'enterrage. Un exemple de guide enterré est donné sur la figure 2.10(a). Les ions  $A^+$  de la source supérieure comblent alors les sites laissés vacants par les ions  $B^+$  <sup>1</sup>.



**FIGURE 2.10** – Exemple de guide enterré sous champ.

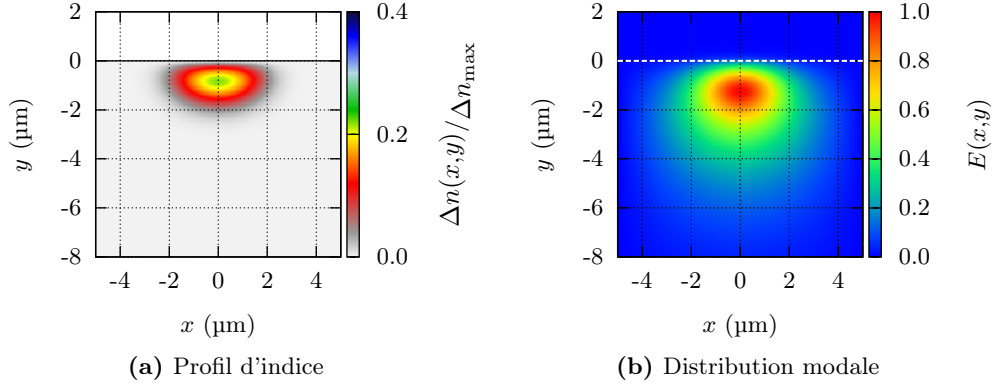
L'établissement d'un courant ionique lié à l'application du champ électrique nécessite un apport d'énergie thermique afin de conférer une mobilité suffisante aux ions. En effet, à température ambiante le verre est extrêmement résistif car la mobilité des ions est très faible et la tension de claquage du verre est atteinte avant l'instauration d'un courant ionique. De ce fait, les enterrages dits *sous champ*, sont généralement réalisés à des températures proches de celle du première échange. L'enterrage du guide d'onde s'accompagne donc d'une rediffusion thermique isotrope. En définitive, l'enterrage permet, comme le montre la figure 2.10(b), d'éloigner le champ des modes guidés de la surface.

### 2.5.2.2 Enterrage thermique

Une alternative pour éloigner le cœur des guides de la surface du verre est d'exploiter uniquement la diffusion thermique sans appliquer de champ externe. Par conséquent, pour l'enterrage thermique du cœur des guides, le substrat est plongé dans un bain régulé en température contenant uniquement des ions  $A^+$  modificateurs de réseau du verre. L'enterrage thermique est donc contrôlé à partir du choix de la température et de la durée du procédé. Comme pour l'enterrage sous champ,

<sup>1</sup> Au niveau de l'autre interface, dans le second bain, les ions sont extraits du verre sous l'effet du champ. L'enterrage peut donc être vu comme une translation des ions de site en site au sein du verre, dans la direction du champ.

le maximum d'indice et du champ sont éloignés de la surface, tel que le montre la figure 2.11.



**FIGURE 2.11** – Exemple de guide enterré thermiquement.

Puisque la source d'ions ne renferme que des ions  $A^+$ , une partie des dopants  $B^+$  à proximité de la surface diffuse vers l'extérieur du verre, réduisant l'indice en surface. Le contraste d'indice maximal du cœur par rapport à l'indice du substrat est de fait réduit car l'indice maximal se trouvait en surface suite au premier échange d'ions. Comme le montre la figure 2.11(a), le profil d'indice a une forme proche de celle des guides de surface, le cœur du guide s'étendant de manière isotrope par rediffusion. Nous parlerons ici de *guides enterrés thermiquement*.

## 2.6 Conclusion

La résolution des équations de Maxwell nous a permis d'établir que la propagation dans un guide d'onde est définie par un nombre fini de modes guidés et une infinité de modes rayonnés. L'existence des modes guidés est conditionnée par la valeur de l'indice du cœur des guides qui doit impérativement être supérieure à celle du substrat de verre. Les modes guidés sont caractérisés par une valeur discrète de l'indice effectif  $n_{\text{eff},m}$  et par une distribution transverse du champ  $E_m(x,y)$ . L'échange d'ions dans le verre permet, en substituant les modificateurs de réseau par d'autres espèces ioniques dopantes, d'augmenter localement l'indice du substrat afin de satisfaire la condition de guidage. Le résultat est un gradient d'indice dont les dimensions sont fixées par la dynamique de diffusion et de transport des dopants dans le verre. La migration des ions dans le verre est modélisée par une équation différentielle. Nous recourons donc

à des outils numériques pour simuler le comportement des guides d'onde produits par échange d'ions. En fonction des conditions de réalisation, nous avons alors envisagé trois types de guides : les guides de surface, les guides enterrés sous champ et les guides enterrés thermiquement. Les paramètres technologiques de réalisations de ces guides seront fixés dans le chapitre suivant à l'aide de simulations numériques.

## Chapitre 3

# Étude du confinement : dimensionnement et caractérisations linéaires

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Introduction . . . . .</b>	<b>40</b>
<b>2.2</b>	<b>Optique guidée . . . . .</b>	<b>40</b>
2.2.1	Formulation de l'équation d'onde . . . . .	40
2.2.2	Résolution de l'équation d'onde . . . . .	42
<b>2.3</b>	<b>Échange d'ions . . . . .</b>	<b>48</b>
2.3.1	Principe . . . . .	48
2.3.2	Modèle de diffusion . . . . .	52
2.3.3	Résolution de l'équation de diffusion . . . . .	56
<b>2.4</b>	<b>Simulations numériques . . . . .</b>	<b>58</b>
<b>2.5</b>	<b>Mise en œuvre : procédé technologique et types de guides</b>	<b>58</b>
2.5.1	Création du cœur : cas des guides de surface . . . . .	59
2.5.2	Migration du cœur : cas des guides enterrés . . . . .	61
<b>2.6</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>63</b>

---

### 3.1 Introduction

Ce chapitre est dédié au dimensionnement de guides d'onde répondants aux enjeux visés en matière de courbures, de densité d'intégration et génération d'effets

non-linéaires en optique intégrée. Dans un premier temps, nous définirons la problématique pour chacun de ces trois aspects. À partir de cette étude, nous opterons pour l'aire effective comme critère de dimensionnement et chercherons à en minimiser la valeur pour les trois types de guides présentés au chapitre 2. Les paramètres technologiques seront alors déterminés en utilisant les outils numériques mis en place. Nous détaillerons ensuite la réalisation de ces guides d'onde, et nous poursuivrons en donnant leurs caractérisations linéaires. Nous conclurons par une mise en regard des résultats avec les attentes.

## 3.2 Définition de la problématique

Nous recherchons ici un critère pertinent pour évaluer les performances souhaitées des guides d'onde selon chacun des objectifs adressés. Nous verrons alors qu'il s'agit principalement de considérations sur le confinement du champ du mode fondamental – nous considérons ici uniquement le cas de guides momomodes.

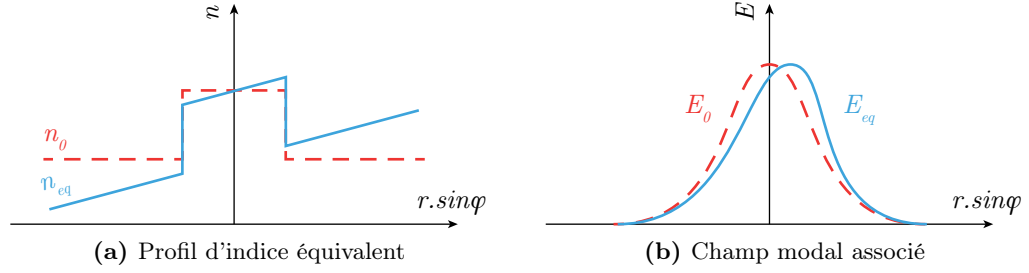
### 3.2.1 Courbures : pertes par rayonnement

En optique intégrée, les courbures sont nécessaires dès lors que différentes fonctions doivent être interconnectées ou que de grandes longueurs de propagation sont requises sur une même puce. C'est pourquoi les courbures sont étudiées depuis les débuts de l'intégration optique [39]. Il est donc connu que la propagation dans un guide courbé engendre des pertes par rayonnement, différents modèles [175] ayant été proposés pour décrire les mécanismes à l'origine de ces pertes. Parmi ceux-ci, nous retenons l'approche de K. Pertermann [176] basée sur la transformation conforme du profil d'indice [177] de fibres optiques. Le guide courbe peut être vu comme un guide droit dont le profil d'indice équivalent  $n_{\text{eq}}$ , tel que montré par la figure 3.1(a) dans le cas d'un saut d'indice, est obtenu en coordonnées cylindriques selon la relation :

$$n_{\text{eq}}^2(r, \varphi) = n_0^2(r) + 2r \sin \varphi \frac{n_1^2}{R} \quad (3.1)$$

avec  $R$  le rayon de courbure et  $n_1$  la contribution supplémentaire introduite par la courbure par rapport au profil d'indice  $n_0$  du guide sans courbure. La déformation du profil d'indice sera alors d'autant plus grande que le rayon de courbure sera faible.

Cette déformation du profil d'indice induit un décalage, mis en évidence sur la figure 3.1(b), du mode guidé vers l'extérieur de la courbure. La propagation le long



**FIGURE 3.1** – Représentation d'un guide courbe par transformation conforme.

d'un guide courbe tend à transférer une partie de la puissance optique sur les modes rayonnés qui n'est donc plus guidée. C'est pourquoi les courbures produisent des pertes par rayonnement, d'autant plus importantes pour un profil d'indice donné que le rayon de courbure est faible. Finalement il existe un rayon de courbure, dit critique, en deçà duquel la puissance optique est totalement rayonnée par la courbure. Toutefois ce rayon critique n'est pas unique et doit être évalué relativement à la taille du mode. Pour les fibres optiques, Petermann définit le rayon de mode  $w_0$  selon [176] :

$$w_0^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} r^3 E_0^2(r) dr}{\int_{-\infty}^{\infty} r E_0^2(r) dr} \quad (3.2)$$

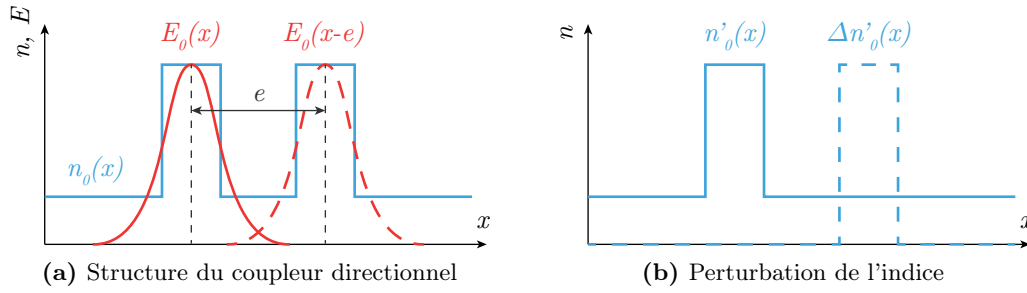
Cette définition est indépendante de la forme de la distribution modale de champ et reste valable quelque soit la géométrie du guide. Les pertes par courbure sont alors proportionnelles au rayon de mode à la puissance 6 :

$$\alpha \propto \frac{1}{R^2} k_0^4 n_1^4 w_0^6 \quad (3.3)$$

où  $R$  est le rayon de courbure. Le rayon de courbure critique est donc défini à partir d'une valeur seuil  $\alpha_c$  des pertes par courbure. Afin de pouvoir intégrer, par enroulement des guides, plus de longueur de propagation il faut donc réussir à réduire le rayon de courbure critique. Ce qui est rendu possible en augmentant le confinement des modes, autrement dit en réduisant le diamètre de mode. Bien que ce critère ait été établi pour des fibres optiques présentant une symétrie circulaire, la tendance reste vérifiée dans le cas de guides à gradient d'indice.

### 3.2.2 Densité d'intégration : couplage directionnel

Une façon simple d'augmenter la densité d'intégration est de rapprocher les guides d'onde les uns des autres. Cependant un couplage se produit entre deux guides contigus, ce phénomène est notamment employé pour séparer la puissance sur les deux branches d'un coupleur directionnel [178]. Afin d'intégrrer plus de fonctions, il faut donc que ce couplage soit le plus faible possible. Le mécanisme de couplage est habituellement traité avec une théorie des perturbations dites des modes couplés [179]. Considérons alors deux guides à saut d'indice séparés par la distance  $e$  avec un profil d'indice  $n_0(x)$ , comme représentés sur la figure 3.2(a). Ces guides sont supposés parallèles, identiques et monomodes à la longueur d'onde de travail. Le mode fondamental se propageant sur chacun des guides a une distribution de champ modal  $E_0(x)$ .



**FIGURE 3.2** – Traitement du couplage entre deux guides parallèles identiques par la théorie des perturbations.

La structure à deux guides  $n_0(x)$  est décomposée comme un guide seul  $n'_0(x)$  perturbé par la modification  $\Delta n'_0(x)$  d'indice située à proximité, autrement dit  $n_0(x) = n'_0(x) + \Delta n'_0(x)$  sur la figure 3.2(b). Si le champ  $E_0$  du mode fondamental n'est pas nul au niveau de la perturbation, alors une interaction s'établit entre les deux guides selon le coefficient de couplage  $\kappa$  :

$$\kappa = k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n_1^2(x) E_0(x) E_0^*(x - e) dx \quad (3.4)$$

Le coefficient de couplage  $\kappa$  est d'autant plus grand lorsque l'étalement du champ, est grand. C'est à dire, lorsque le recouvrement  $E_0(x) E_0^*(x - e)$  des champs est important, pour une espacement  $e$  donné. À l'inverse, si pour le même espacement  $e$  les champs sont disjoints, le couplage entre les guides ne peut avoir lieu. Par

conséquent, afin de pouvoir rapprocher les guides sans induire d'influence mutuelle par couplage, le mode fondamental doit être le plus confiné possible. Autrement dit, sa largeur, pouvant être définie comme précédemment selon une équation de la forme de (3.2), doit être la plus faible possible.

### 3.2.3 Optique non-linéaire : notion d'aire effective

Le confinement du champ électromagnétique est également un critère important dans le contexte de l'optique non-linéaire. En effet, lorsqu'un matériau est soumis à une forte intensité lumineuse, autrement dit une forte densité de puissance, son comportement devient non-linéaire. Ce qui se traduit par une faible perturbation  $\delta n_{\text{NL}}$  de l'indice de réfraction dépendante de l'intensité  $I$  incidente [180] :

$$n \approx n_0 + \delta n_{\text{NL}} \quad \text{avec} \quad \delta n_{\text{NL}} = n_2 I \quad (3.5)$$

où  $n_2$  est l'indice non-linéaire du matériau. Dans le cas d'un mode guidé propageant une forte intensité, nous considérons généralement que la distribution modale de champ  $E(x,y)$  reste inchangée. En revanche la constante de propagation  $\beta$  est altérée selon :

$$\beta \approx \beta_0 + \delta \beta_{\text{NL}} \quad (3.6)$$

avec  $\delta \beta_{\text{NL}}$  la variation non-linéaire donnée en théorie des perturbations du premier ordre par [180] :

$$\delta \beta_{\text{NL}} = k_0 \frac{\int_S \delta n_{\text{NL}} I dS}{\int_S I dS} \quad (3.7)$$

En outre, la puissance optique correspondante à l'intensité  $I$  se propageant sur un mode guidée s'écrit :

$$P = \int_S I dS \quad (3.8)$$

Afin, d'explicitier la dépendance en puissance optique  $P$  des effets non-linéaires au cours de la propagation, le coefficient  $\gamma$  est habituellement décrit par unité de puissance tel que  $\delta \beta_{\text{NL}} = \gamma P$ . Par conséquent, en reprenant l'expression de la perturbation donnée par (3.7) et en supposant  $n_2$  constant sur toute la section transverse



du guide, le coefficient non-linéaire s'écrit :

$$\gamma = k_0 n_2 \frac{\int_S I^2 dS}{\left( \int_S I dS \right)^2} \quad (3.9)$$

Une analyse des dimensions conduit naturellement à définir une aire, dite *aire effective*  $A_{\text{eff}}$  du mode guidé telle que  $\delta\beta_{\text{NL}} = k_0 n_2 P / A_{\text{eff}}$ . Sachant que  $I \propto |E|^2$ , l'aire effective est généralement exprimée en champ :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (3.10)$$

L'aire effective est une manière de décrire le confinement du mode guidé. Les effets non-linéaires sont exaltés lorsque le confinement modal est élevé, c'est à dire que l'aire effective est faible.

### 3.2.4 Choix et calcul du critère de dimensionnement

Les deux premiers critères, concernant les pertes par propagation et le couplage directionnel, ne prennent en compte que la composante du champ dans le plan parallèle à la surface du verre. Il s'agit donc de considérations sur la conception des motifs des guides. En revanche l'aire effective apparaît plus générale en étant appliquée à l'ensemble de la distribution modale sans aucune hypothèse sur la forme du champ. Notons que la définition de l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  est proche de celle du rayon de mode  $w_0$  telle que proposée par K. Petermann, les deux étant liée dans le cas d'une symétrie axiale selon  $A_{\text{eff}} = \pi w_0^2$ . En outre, la définition de l'aire effective (3.10) est désormais inscrite dans le standard ITU-T G.650 pour les fibres optiques. Pour l'étude du confinement, nous retenons donc l'aire effective comme critère de dimensionnement, que nous chercherons à minimiser par la suite. Lorsque les guides dimensionnés de la sorte seront soumis à de fortes puissances nous nous attendons donc à ce que les effets non-linéaires soient plus importants. Nous admettons de plus que le fort confinement du mode fondamental permettra également de répondre aux deux autres critères, autorisant alors une forte densité d'intégration, notamment de courbure. Enfin, l'aire effective ne dépendant que du champ du mode fondamental

selon l'équation (3.10), sa valeur pourra être évaluée numériquement à partir des cartes de champ  $E(x,y)$  simulées ou mesurées.

### 3.3 Dimensionnement

Nous étudions le confinement des guides d'onde afin de répondre aux enjeux en matière de courbure, de densité d'intégration et d'optique non-linéaire. Le dimensionnement des guides réalisés par échange d'ions  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur GO14 vise donc à assurer un comportement monomode à  $\lambda = 1064\text{ nm}$  tout en minimisant l'aire effective du mode fondamental.

#### 3.3.1 Spécifications de la plateforme technologique

La distribution modale de champ est intimement liée au profil d'indice du guide d'onde. Le contrôle de la géométrie du champ dépend donc à la fois du contraste d'indice et des dimensions du cœur du guide. Le contraste d'indice est fixé par la plateforme technologique retenue. Pour cette étude, nous nous basons sur la technologie d'échange d'ions telle qu'elle a été développée par le laboratoire pour l'intégration sur verre de fonctions optiques passives. Ainsi, le substrat est un verre borosilicate développé par *Teem Photonics*, dont le nom commercial est GO14. Ce verre est spécialement conçu, de par sa teneur élevée en modificateurs de réseau ( $\text{Na}^+$ ), pour l'échange d'ions  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ . La composition du GO14 est contrôlée afin de limiter la présence d'impuretés susceptible de réduire les ions  $\text{Ag}^+$  en argent métallique.

Par ailleurs, les grandeurs caractéristiques de cet échange ont été déterminées au laboratoire par D. Bucci [181]. Ainsi, la concentration normalisée en dopants à la surface du verre a été mesurée en fonction de la fraction molaire de nitrate d'argent ( $\text{AgNO}_3$ ) dans le bain de sels fondus. La saturation intervenant pour des valeurs relativement faibles de concentration en argent, nous nous limitons à une fraction molaire de 20 %. Auquel cas, le taux de substitution à la surface atteint  $94 \pm 1\%$  de sa valeur nominale. La valeur maximale de la variation d'indice autorisée à la saturation est  $\Delta n_{\text{max}} = 0,086 \pm 0,005$ . Enfin, l'indice du verre est calculé à la longueur d'onde de travail  $\lambda = 1064\text{ nm}$  à partir des valeurs mesurées par *Teem Photonics* à différentes longueurs d'onde du visible au proche infrarouge. Pour cela, la variation d'indice en fonction de la longueur d'onde a été modélisée par une loi de Sellmeier [182] de la

forme :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_i \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (3.11)$$

avec  $\lambda_i$  les longueurs d'onde associées aux raies d'absorption et  $A_i$  des coefficient sans dimension. Dans le cas du GO14, nous disposons de quatre valeurs d'indice. La valeur de l'indice à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  est donc calculée avec une relation à deux termes, c'est à dire deux couples  $(A_i, \lambda_i)$ , et nous obtenons  $n_{\text{sub}} = 1.51258 \pm 0,00006$ . Enfin, les paramètres de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  nécessaires pour les simulations basées sur le modèle développé au chapitre 2 sont résumés dans le tableau 3.1.

A	B	$\Delta n_{\text{max}}$	$c_s$	$E_a$ (J/mol)
—	—	—	—	—
$0,10 \pm 0,12$	$2,40 \pm 0,80$	$0,086 \pm 0,005$	$0,94 \pm 0,01$	$80,6 \pm 16,0$

**TABLEAU 3.1** – Paramètres de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur verre borosilicate GO14 mesurés par D. Bucci [181].  $A$  et  $B$  sont les coefficients d'alcalin mixte,  $c_s$  la concentration normalisée à la surface et  $E_a$  l'énergie d'activation.

### 3.3.2 Guide de surface

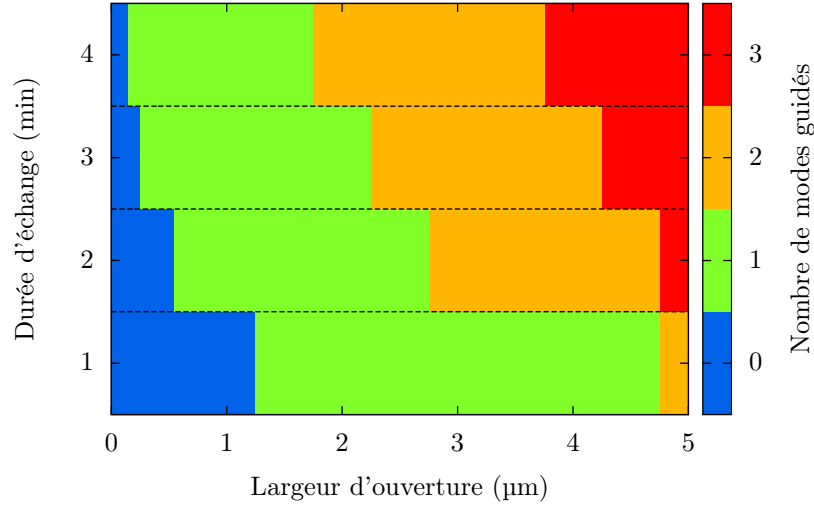
Pour les guides de surface, les propriétés modales sont fixées par le choix de la température  $T_{\text{éch}}$ , de la durée  $t_{\text{éch}}$  d'échange et de la largeur d'ouverture du masque  $w_{\text{ouv}}$  lors de la création du cœur. À partir des travaux déjà menés au laboratoire, notamment par D. Bucci [181], nous imposons une température de  $330^\circ\text{C}$  pour l'échange. Cette température, inférieure à la température de transition vitreuse du GO14, de l'ordre de  $500^\circ\text{C}$ , garantit une mobilité suffisante des ions dans la matrice du verre. Les valeurs des coefficients de diffusions sont reportées dans le tableau 3.2. L'étude du dimensionnement des guides de surface porte donc sur la détermination des paramètres  $t_{\text{éch}}$  et  $w_{\text{ouv}}$ . Pour conserver le comportement monomode des guides d'onde nous nous intéressons uniquement à de courtes durées d'échange, classiquement de l'ordre de quelques minutes.

Nous étudions ici des temps d'échange  $t_{\text{éch}}$  compris entre 1 min et 4 min. La largeur d'ouverture définie lors de la photolithographie est un paramètre plus flexible. Pour l'analyse du confinement  $w_{\text{ouv}}$  varie de  $0,5 \mu\text{m}$  – la résolution de notre procédé de lithographie – à  $10,0 \mu\text{m}$ . Les cartes d'indice correspondantes à ce jeu de paramètres sont calculées numériquement à partir de l'équation de diffusion. Le solveur de mode

$D_{0,A}$ ( $\times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$ )	$D_{0,B}$ ( $\times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}$ )
$4,80 \pm 0,50$	$1,46 \pm 0,15$

**TABEAU 3.2** – Coefficients de diffusion de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur verre borosilicate GO14 mesurés par D. Bucci [181] à  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ .

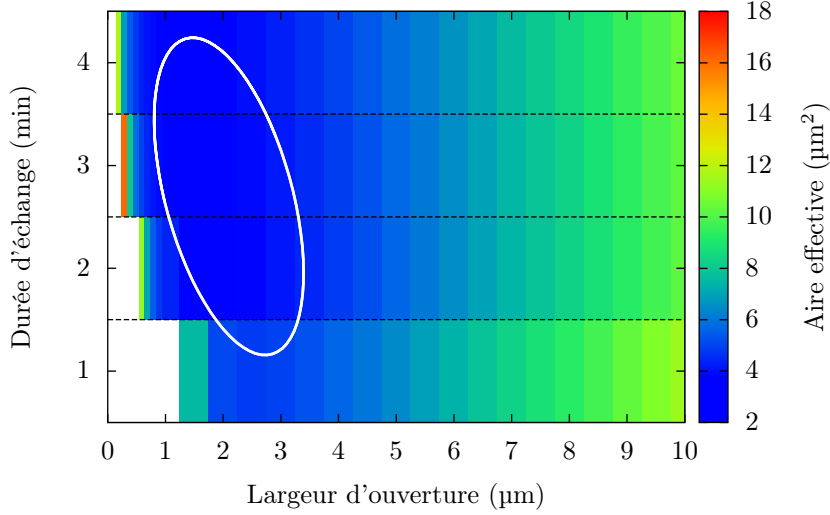
est ensuite utilisé pour évaluer à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  le nombre de modes, autrement dit de distributions modales  $E_m(x,y)$  et d'indices effectifs  $n_m$ , supportés par chacun des guides d'onde. La modicité des différents guides d'onde, ayant une largeur d'ouverture inférieure à  $5,0 \mu\text{m}$ , est représentée sous forme de carte sur la figure 3.3.



**FIGURE 3.3** – Nombre de modes guidés à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en fonction de la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  et de la durée d'échange  $t_{\text{éch}}$ .

Nous remarquons alors que la plage de monomodécité – lorsque seul le mode fondamental est guidé – est centrée sur des largeurs d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  d'autant plus faibles que la durée d'échange  $t_{\text{éch}}$  est grande. Ensuite, l'aire effective du mode fondamental est calculée à partir du champ obtenu, les valeurs en fonctions des paramètres technologiques  $t_{\text{éch}}$  et  $w_{\text{ouv}}$  sont représentées sous forme de carte sur la figure 3.4. L'aire effective du mode fondamental est comprise entre  $4,0 \mu\text{m}^2$  et  $16,0 \mu\text{m}^2$  suivant les configurations. Nous observons une forte dépendance en largeur d'ouverture du confinement alors que la dépendance en durée d'échange est plus faible. L'aire effective, comme indiqué par l'ellipse sur la figure 3.4, est minimale pour des largeurs

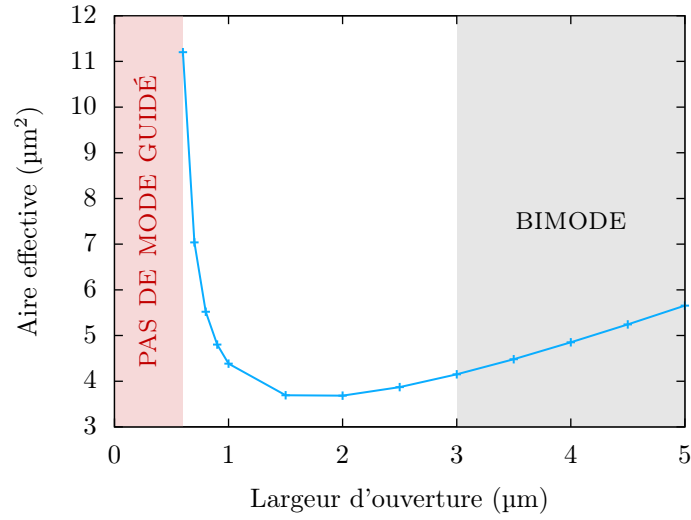
autour de  $2,0\,\mu\text{m}$  quel que soit le temps d'échange. Cette région correspond également à la plage de monomodicité des guide d'ondes. Par conséquent, nous sommes assurés d'obtenir un guide d'onde monomode avec un bon confinement pour tout choix de paramètres d'échange  $1 < t_{\text{éch}} < 4\,\text{min}$  et  $1 < w_{\text{ouv}} < 4\,\mu\text{m}$ .



**FIGURE 3.4** – Aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental calculées à  $\lambda = 1064\,\text{nm}$  en fonction de la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  et de la durée d'échange  $t_{\text{éch}}$ .

Pour des raisons technologiques, nous retenons alors une durée d'échange de  $t_{\text{éch}} = 2\,\text{min}$ . En effet, afin d'assurer une bonne reproductibilité, le temps d'échange doit être finement contrôlé, ce qui est plus délicat pour des durées avoisinant la minute. En outre, les autres durées mises en jeu au cours du procédé de réalisation du cœur doivent être négligeables par rapport à  $t_{\text{éch}} = 2\,\text{min}$ , c'est notamment le cas pour l'établissement de l'équilibre thermodynamique à la surface du verre lorsque ce dernier est plongé dans le bain de sels fondus. Enfin, par rapport à des durées d'échanges plus longues, ce choix apporte une tolérance technologique sur les largeurs d'ouvertures impliquées, en nous éloignant de la limite de résolution de la photolithographie.

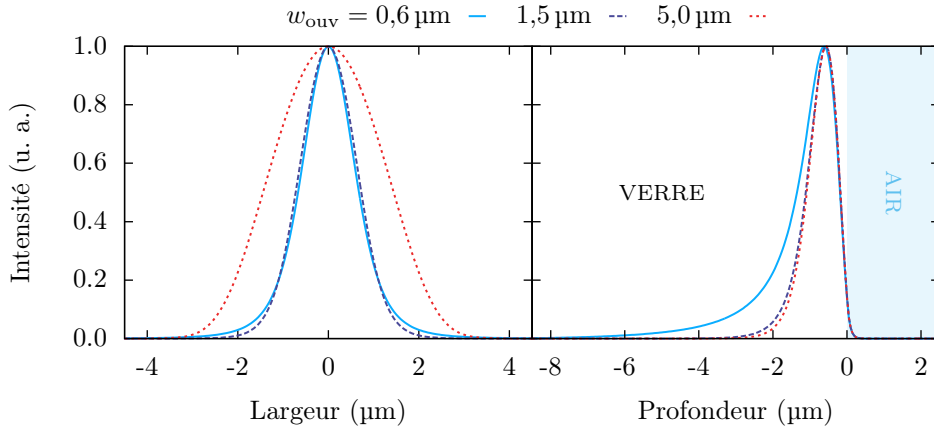
Afin de fixer la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  permettant de minimiser l'aire effective du mode fondamental, nous représentons sur la figure 3.5 la coupe à  $t_{\text{éch}} = 2\,\text{min}$  de la carte 3.4. Cette courbe présente un optimum autour de  $w_{\text{ouv}} = 1,5\,\mu\text{m}$ , l'aire effective décroissant rapidement pour des largeurs inférieures à  $1\,\mu\text{m}$  et augmentant à nouveau avec l'apparition d'un second mode guidé.



**FIGURE 3.5** – Aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental calculées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en fonction de la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  pour  $t_{\text{éch}} = 2 \text{ min}$ .

Nous proposons une analyse de la forme de cette courbe à partir de la distribution modale en intensité, dont les coupes verticales et horizontales sont reportées sur la figure 3.6 pour les deux largeurs extrêmes  $w_{\text{ouv}} = 0,6 \mu\text{m}$  et  $w_{\text{ouv}} = 5,0 \mu\text{m}$  ainsi que pour l'optimum à  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$ . Concernant les coupes selon un plan parallèle à la surface du verre, nous notons que les distributions modales pour  $w_{\text{ouv}} = 0,6 \mu\text{m}$  et  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$  sont quasiment identiques. L'effet de la largeur d'ouverture est plus sensible pour les plus grandes ouvertures. Cependant nous observons l'effet contraire sur les distributions verticales de champ : le champ est de moins en moins confiné lorsque la largeur  $w_{\text{ouv}}$  diminue. En revanche, le contraste d'indice élevé à l'interface avec l'air conduit bien comme attendu à un fort confinement du champ indépendamment de l'ouverture utilisée pour l'échange d'ions. Il existe donc deux types de phénomènes à l'origine de la forme de la courbe 3.5. La réduction abrupte de l'aire effective pour les faibles ouvertures est liée à la partie verticale du champ dans le verre. Tandis que l'augmentation progressive de l'aire du mode fondamental pour les grandes ouvertures est directement imputée à l'élargissement transverse des distributions modales.

Finalement nous retenons une ouverture optimale  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$ . Dans ces conditions, nous attendons alors un confinement relativement important avec une aire effective réduite à  $A_{\text{eff}} = 3,7 \mu\text{m}^2$ . La faible évolution de l'aire effective autour de cet optimum offre une tolérance, qui autorise une fluctuation éventuelle des paramètres



**FIGURE 3.6** – Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pour différentes largeurs d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  avec  $t_{\text{éch}} = 2 \text{ min}$

technologiques.

### 3.3.3 Enterrage sous champ

L'enterrage sous champ est un procédé technologique en deux étapes : la création du cœur du guide par échange d'ions suivie de la migration dans le volume du verre. Ce procédé permet de réduire l'interaction entre les modes guidés et la surface du substrat. Les dimensions des modes de tels guides sont donc contrôlées par le choix, d'une part, des paramètres d'échange – ouverture  $w_{\text{ouv}}$ , durée  $t_{\text{éch}}$  et température  $T_{\text{éch}}$  – et d'autre part, des paramètres d'enterrage – durée  $t_{\text{ent}}$ , température  $T_{\text{ent}}$  et champ appliqué  $E_{\text{ext}}$ . Nous nous attendons à une augmentation de l'aire effective dans le cas des guides enterrés par rapport aux guides de surface. Par conséquent et dans le but de minimiser l'aire effective nous prenons comme paramètres d'échange pour la création du cœur les paramètres optimaux établis précédemment – à savoir  $t_{\text{éch}} = 2 \text{ min}$ ,  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$  – et nous choisissons ici d'étudier le cas où  $w_{\text{ouv}} = 2,0 \mu\text{m}$ . L'enterrage des guides réalisés par échange d'ions sur verre a été développé au laboratoire au cours de différents travaux [174, 183, 184]. Nous empruntons à ces derniers la température d'enterrage  $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ , abaissée par rapport à celle de l'échange pour favoriser le transport plutôt que la diffusion au cours de la migration du cœur du guide. Les coefficients de diffusion dépendent de la température selon une relation d'Ahrrenius, ce qui implique une forte réduction de leurs valeurs à  $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ . Cependant, la mobilité des ions est également diminuée, et des champs relativement

intenses, de l'ordre de la centaine de kV/m, doivent être appliqués. Les coefficients de diffusion sont calculés à la température d'enterrage, avec l'équation (2.35) dont la valeur de l'énergie d'activation est donnée dans le tableau 3.1. L'incertitude sur l'énergie d'activation introduit des incertitudes élevées sur les valeurs des coefficients de diffusion, reportées sur le tableau 3.3.

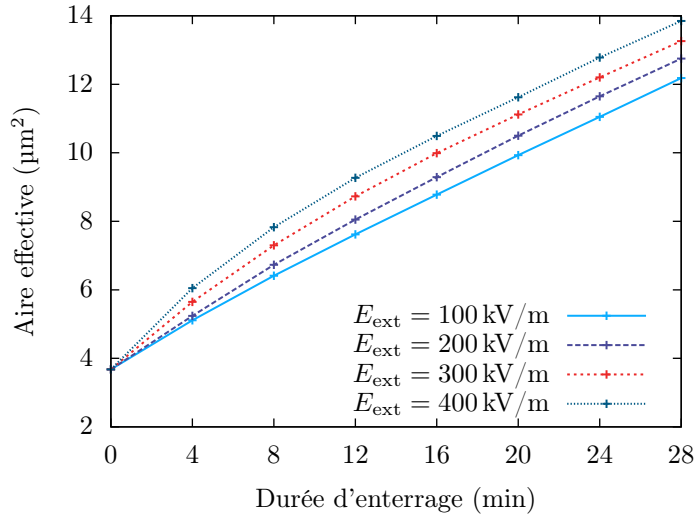
$D_{0,A}$ ( $\times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{s}$ )	$D_{0,B}$ ( $\times 10^{-16} \text{ m}^2/\text{s}$ )
$5,81 \pm 3,02$	$1,77 \pm 0,92$

**TABEAU 3.3** – Coefficients de diffusion calculés à  $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$  à partir des valeurs mesurées de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  sur verre borosilicate GO14.

L'étude du confinement pour les guides enterrés se résume ici à la détermination de la durée d'enterrage  $t_{\text{ent}}$  et de l'amplitude du champ électrique externe  $E_{\text{ext}}$ . Nous avons donc simulé le champ du mode guidé pour des durées s'échelonnant de 4 min à 24 min par incrément de 4 min et différentes valeurs de champ électrique appliqué. L'ensemble des guides ainsi obtenus sont monomode à la longueur d'onde  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ . L'aire effective est alors calculée numériquement et reportée sur la figure 3.7. Comme attendu, nous observons un élargissement de l'aire effective avec la durée d'enterrage et l'amplitude du champ externe. Cet élargissement tend à devenir linéaire pour des enterrages longs. Afin de comprendre cette évolution nous proposons de déterminer la profondeur d'enterrage  $e_{\text{ent}}$ <sup>1</sup> ainsi que de contraste d'indice maximal du cœur  $\Delta n_{\text{cœur}}$  normalisé par rapport à celui des guides de surface  $\Delta n_{\text{surf}}$ . L'évolution de ces deux grandeurs au cours de l'enterrage est représentée sur la figure 3.8.

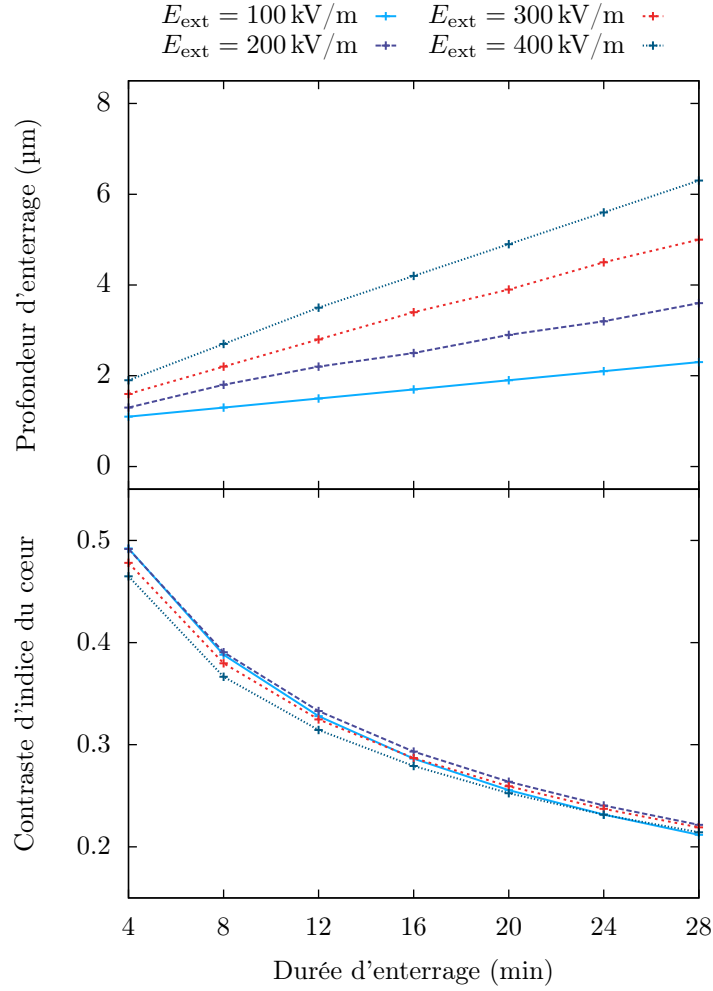
<sup>1</sup> La profondeur d'enterrage est définie comme la position du maximum du champ par rapport à la surface.





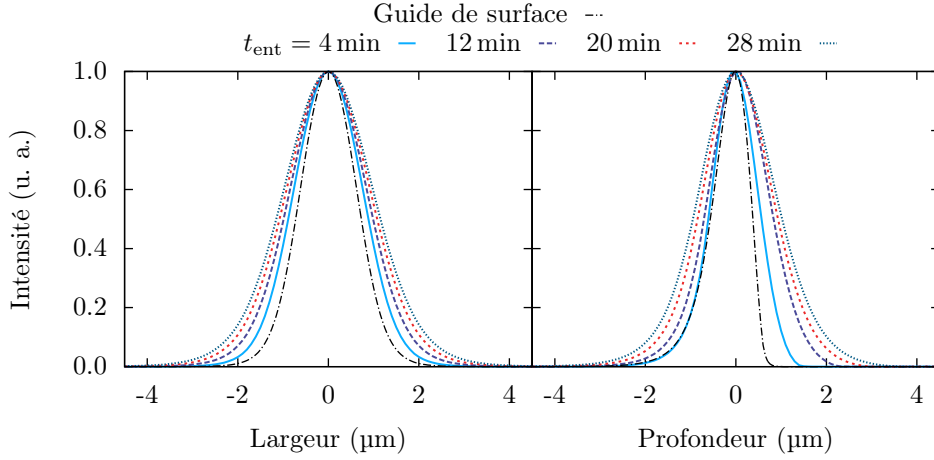
**FIGURE 3.7** – Valeurs de l’aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental calculées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en fonction de la durée d’enterrage  $t_{\text{ent}}$  pour différents champs appliqués  $E_{\text{ext}}$ .

L’analyse de ces deux courbes nous permet de mettre en évidence les contributions respectives du transport et de la diffusion dans le mécanisme de l’enterrage. En effet nous rappelons que le terme de transport varie linéairement avec le temps ( $\mu Et$ ) alors que le terme de diffusion est quadratique ( $\sqrt{Dt}$ ). L’évolution linéaire de la profondeur d’enterrage peut donc être attribuée au transport. L’enterrage correspondrait ainsi à une translation au cours du temps du maximum du champ associé à la migration du cœur du guide dans le verre. Cependant la perte de contraste du cœur du guide est plutôt imputée à la diffusion. Le cœur du guide agissant alors comme une source d’ions dopants qui diffusent de façon isotrope. De plus la dépendance négligeable au champ appliqué du contraste d’indice du cœur confirme cette hypothèse. La combinaison des deux effets tend à rendre symétrique la forme des modes comme le montre les coupes du champs sur la figure 3.9 comparativement au guide de surface. L’élargissement horizontal du mode fondamental est purement dû à la diffusion et reste faible. En revanche, la partie verticale du champ vers la surface s’étend d’autant plus que le cœur du guide est profondément enterré. En s’éloignant de la surface, nous perdons donc l’influence de la discontinuité d’indice qui imposait le fort confinement des guides de surface.



**FIGURE 3.8** – Évolution de la profondeur d’enterrage  $e_{\text{ent}}$  (haut) et du contraste d’indice du cœur  $\Delta n_{\text{cœur}}/\Delta n_{\text{surf}}$  en fonction de la durée d’enterrage  $t_{\text{ent}}$  pour différents champs appliqués  $E_{\text{ext}}$ .

Finalement, pour limiter la perte de confinement liée à l’enterrage du cœur, nous fixons  $t_{\text{ent}} = 15 \text{ min}$  et  $E_{\text{ext}} = 200 \text{ kV/m}$ . Ce choix, basé notamment sur les précédents travaux du laboratoire sur le procédé d’enterrage des guides d’onde, permet une mise en œuvre réaliste. En particulier la durée d’enterrage peut difficilement être réduite davantage tout en assurant un bon contrôle des paramètres technologiques. L’aire effective du mode fondamental du guide ainsi enterré est estimée à  $A_{\text{eff}} = 8,9 \mu\text{m}^2$ , plus de deux fois supérieure à celle calculée dans le cas des guides de surface, pour une profondeur d’enterrage  $e_{\text{ent}} = 2,4 \mu\text{m}$ .

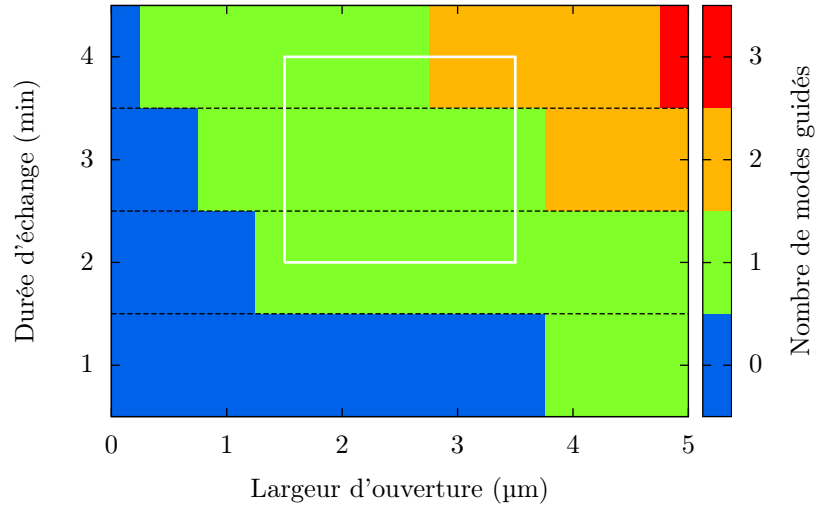


**FIGURE 3.9** – Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pour différentes durées d'enterrage  $t_{\text{ent}}$  avec  $E_{\text{ext}} = 200 \text{ kV/m}$ . Les coupes horizontales sont centrées sur la profondeur d'enterrage du mode. À titre d'information, le profil d'intensité du mode fondamental des guides de surface optimisés est également représenté.

### 3.3.4 Enterrage thermique

Le troisième type de guides envisagé est obtenu en enterrant le cœur uniquement par diffusion thermique au cours d'une seconde étape consécutive à la création du cœur. Pour l'enterrage sous champ, nous avons cherché à limiter les effets de la diffusion thermique, en revanche, dans ce dernier cas nous l'utilisons pour réduire l'indice en surface et ainsi augmenter la profondeur d'enterrage. Cependant, ceci se fait au détriment du contraste d'indice du cœur. Un dimensionnement qui prend également en compte les paramètres de l'échange d'ions pour la création du cœur est ici nécessaire. Nous adoptons donc ici la méthode des plans d'expériences [185] pour l'étude du confinement. Cette démarche consiste à définir un nombre restreint d'*expériences* permettant de déduire l'influence de *facteurs* sur la *réponse* dans le *domaine d'étude*. Comme précédemment, nous fixons la température d'échange à  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ . Pour l'enterrage, nous souhaitons tirer pleinement profit de la diffusion thermique et fixons également la température à  $T_{\text{ent}} = 330^\circ\text{C}$ , nous utilisons donc les coefficients de diffusion donnés par le tableau 3.1 pour les simulations. La réponse, l'aire effective dans le cas présent, dépend alors de trois facteurs, à savoir la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  du masque et les durées d'échange  $t_{\text{éch}}$  et d'enterrage  $t_{\text{ent}}$ . Le domaine d'étude est ensuite défini en bornant les valeurs de ces facteurs entre un *niveau bas* et *niveau haut*. Pour cela nous souhaitons nous assurer que la réponse existe sur l'ensemble

du domaine d'étude, autrement dit les guides correspondants doivent être au moins monomode. Nous fixons la durée maximale d'enterrage à 60 s car celle-ci est associée à la plus forte réduction du contraste d'indice et donc à la plus forte altération de la modicité des guides. Nous nous plaçons dans ces conditions pour calculer le nombre de modes à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en fonction de  $w_{\text{ouv}}$  et  $t_{\text{éch}}$ , reporté sous forme de carte sur la figure 3.10.



**FIGURE 3.10** – Nombre de modes guidés à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  en fonction de la largeur d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$  et de la durée d'échange  $t_{\text{éch}}$  dans le cas d'un enterrage thermique de 60 s.

Cette carte est à mettre en regard de celle obtenue pour les guides de surface. La diffusion au cours de l'enterrage thermique réduit le contraste d'indice, les plages de monodicité sont donc décalées vers les grandes ouvertures. En outre la diffusion tend à étaler les profil d'indice<sup>1</sup>, les différences de taille effective en fonction de la largeur d'ouverture de guides sont donc moins marquées. C'est pourquoi, les guides enterrés thermiquement sont monomode sur une plage de largeurs d'ouverture plus grande que dans le cas des guides de surface. À partir de la carte 3.10 nous délimitons le domaine d'étude, illustré par le carré, en fixant les niveaux haut et bas des facteurs suivant le tableau 3.4.

<sup>1</sup> La diffusion résulte de l'existence d'un gradient de concentration de dopants et tend à réduire ce dernier, la distribution de dopants devenant homogène après des durées suffisamment longues.

Facteur	Niveau bas	Niveau haut	Unité
$w_{\text{ouv}}$	1,5	3,5	$\mu\text{m}$
$t_{\text{éch}}$	2	4	min
$t_{\text{ent}}$	20	60	s

**TABLEAU 3.4** – Niveaux des facteur retenu pour le domaine d’étude.

Nous définissons alors un *plan complet*  $2^3 - 3$  facteurs à 2 niveaux – avec un modèle polynomial de la forme [185] :

$$\begin{aligned}
 A_{\text{eff}} = & a_0 + a_1 w_{\text{ouv}} + a_2 t_{\text{éch}} + a_3 t_{\text{ent}} \\
 & + a_4 w_{\text{ouv}} t_{\text{éch}} + a_5 w_{\text{ouv}} t_{\text{ent}} + a_6 t_{\text{éch}} t_{\text{ent}} \\
 & + a_7 w_{\text{ouv}} t_{\text{éch}} t_{\text{ent}}
 \end{aligned} \tag{3.12}$$

L’objectif est alors d’évaluer les coefficients polynomiaux  $a_i$ , nous déterminons pour cela les 8 expériences – ou simulations – à réaliser et dont les paramètres sont résumés dans le tableau 3.5.

n°	$w_{\text{ouv}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$t_{\text{éch}}$ (min)	$t_{\text{ent}}$ (s)	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )
1	1,5	2	20	5,9
2	1,5	2	60	11,4
3	1,5	4	20	4,8
4	1,5	4	60	6,5
5	3,5	2	20	5,8
6	3,5	2	60	7,9
7	3,5	4	20	5,5
8	3,5	4	60	6,6

**TABLEAU 3.5** – Plan d’expérience et valeur simulée de la réponse.

La valeur de l’aire effective est calculée pour chacune des expériences, constituant alors d’un système de 8 équations de la forme (3.12). Les valeurs des coefficients polynomiaux déduites à partir de ce système d’équations sont données dans le tableau 3.6. L’aire effective peut alors être interpolée pour l’ensemble du domaine d’étude. Ainsi nous vérifions la validité de ces coefficients en utilisant un point de contrôle, pris au centre du domaine d’étude ( $w_{\text{ouv}} = 2,5 \mu\text{m}$ ,  $t_{\text{éch}} = 3 \text{ min}$  et  $t_{\text{ent}} = 40 \text{ s}$ ). En appli-

quant le modèle polynomial nous obtenons  $A_{\text{eff}} = 6,8 \mu\text{m}^2$  pour une valeur simulée de  $5,8 \mu\text{m}^2$ , soit une erreur relative d'environ 17 %. Nous considérons alors correctes les tendances décrites par le modèle et ne cherchons pas à améliorer le résultat.

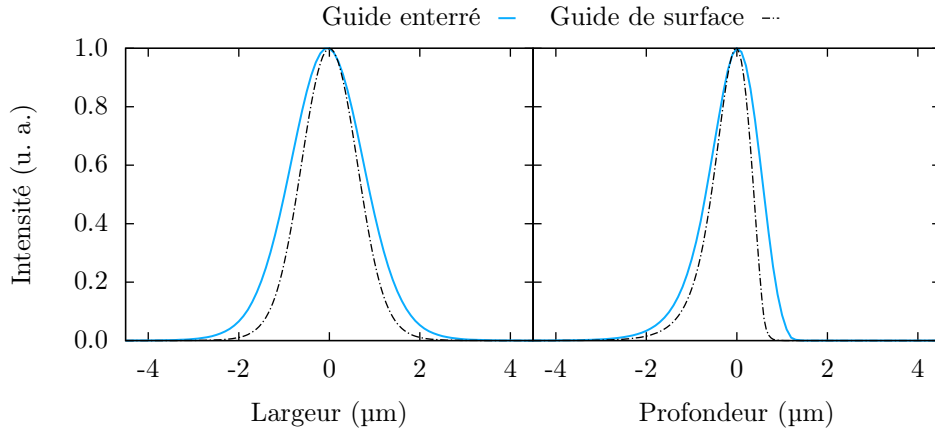
$a_0$	0,881
$a_1$	1,092
$a_2$	0,579
$a_3$	0,348
$a_4$	-0,153
$a_5$	-0,078
$a_6$	-0,074
$a_7$	0,018

**TABLEAU 3.6** – Coefficients polynomiaux du modèle associé au plan d'expériences.

Les coefficients  $a_4$ ,  $a_5$ ,  $a_6$  et  $a_7$  décrivant les effets croisés sont négligeables, nous pouvons donc décorréler l'influence de chacun des facteurs. Compte tenu des valeurs du tableau 3.6, nous déduisons donc que l'aire effective des modes se propageant dans les guides réalisées par enterrage thermique dépend principalement de la largeur d'ouverture et de la durée d'échange. C'est pourquoi nous choisissons de conserver la largeur d'ouverture optimale déterminée dans le cas des guides de surface, en l'occurrence  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$ . En revanche pour compenser la perte de contraste associée à l'enterrage thermique nous doublons la durée de l'échange à  $t_{\text{éch}} = 4 \text{ min}$ . Enfin, pour des raisons de faisabilité expérimentale nous appliquons un enterrage d'une durée de  $t_{\text{ent}} = 60 \text{ s}$ . L'aire effective du mode fondamental à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  d'un tel guide est  $A_{\text{eff}} = 6,5 \mu\text{m}^2$ , plus de deux fois supérieure à celle calculée dans le cas des guides de surface, pour une profondeur d'enterrage  $e_{\text{ent}} = 1,1 \mu\text{m}$ . Comme le montre la figure 3.11, en raison de la faible profondeur d'enterrage, le champ du mode fondamental présente une asymétrie verticale relativement similaire à celle observée pour les guides de surface, ce qui entraîne un bon confinement. Le champ n'est que faiblement élargi horizontalement par rapport au cas des guides de surface. L'aire effective est donc logiquement comprise entre celle du mode du guide de surface et du guide enterré sous champ optimisés.

### 3.3.5 Synthèse des paramètres retenus

Afin de conclure le dimensionnement, nous rappelons dans le tableau 3.7 les valeurs retenues des différents paramètres technologiques ainsi que l'aire effective et



**FIGURE 3.11** – Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à  $\lambda = 1064\text{nm}$  du guide enterré thermiquement optimisé, comparées au guide de surface.

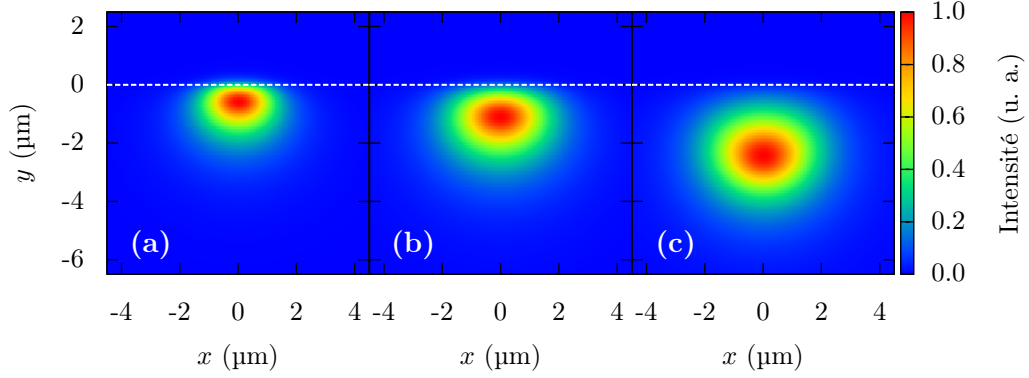
la profondeur d'enterrages attendues pour chacun des type de guides. Dans le cas des guides de surface, nonobstant l'absence d'enterrage du cœur, la position du maximum du champ se situe légèrement sous le niveau de la surface et donc donnée ici comme une profondeur d'enterrage.

		Guide	Enterrage	
		de surface	thermique	sous champ
$w_{\text{ouv}}$	( $\mu\text{m}$ )	1,5	1,5	2,0
$t_{\text{éch}}$	(min)	2	4	2
$T_{\text{éch}}$	( $^{\circ}\text{C}$ )	330	330	330
$E_{\text{ext}}$	(kV/m)	–	–	200
$t_{\text{ent}}$	(min)	–	1	15
$T_{\text{ent}}$	( $^{\circ}\text{C}$ )	–	330	260
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	3,7	6,5	8,9
$e_{\text{ent}}$	( $\mu\text{m}$ )	0,6	1,1	2,4

**TABLEAU 3.7** – Valeurs des paramètres technologiques issus du dimensionnement afin d'atteindre un fort confinement du mode fondamental.

Les distributions modales correspondant à chacun de ces guides sont représentées sur la figure 3.12, la ligne pointillée symbolisant la surface du substrat de verre. Nous constatons que l'aire effective augmente clairement lorsque le champ s'éloigne de la surface. En outre, avec l'enterrage, l'intensité optique à la surface est significative-

ment réduite. Nous retiendrons que seulement de faibles profondeurs sont accessibles avec l'enterrage thermique. À l'inverse, la prédominance du transport lors de l'enterrage sous champ permet d'atteindre des profondeurs plus importantes.



**FIGURE 3.12** – Carte de distribution en intensité du mode fondamental à  $\lambda = 1064$  nm des guides d'ondes optimisés : (a) guide de surface, (b) enterrage thermique et (c) enterrage sous champ.

## 3.4 Réalisation

L'étude du confinement nous a conduit à déterminer les paramètres technologiques répondant aux attentes pour les trois types de guides. Dans la suite, nous donnons brièvement les implications sur le procédé de réalisation. Par ailleurs, notons que conformément au choix du verre, de l'espèce dopante et à partir des développements déjà menés au laboratoire, nous utilisons une couche d'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) comme masque imperméable à l'échange d'ion. Le dépôt d'une épaisseur de 40 nm est effectué par pulvérisation cathodique. Sauf mention contraire, les motifs définis au cours de la photolithographie sont des sections droites de largeurs comprises entre  $0,5\ \mu\text{m}$  et  $5,0\ \mu\text{m}$  par incrément de  $0,5\ \mu\text{m}$  – pour les largeurs inférieures à  $1,0\ \mu\text{m}$ , l'incrément est de  $0,1\ \mu\text{m}$ . Le masque est ouvert par gravure humide dans une solution acide – principalement de l'acide orthophosphorique ( $\text{H}_2\text{PO}_4$ ) et de l'acide nitrique ( $\text{HNO}_3$ )

### 3.4.1 Guide de surface

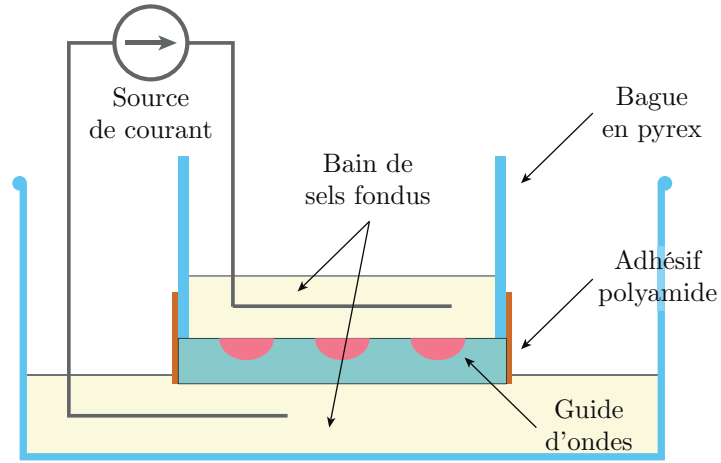
L'échange d'ions est ici effectué en plongeant le substrat dans un bain de sels de nitrates fondus  $\text{NaNO}_3/\text{AgNO}_3$ , la température d'échange de  $330^\circ\text{C}$  étant supérieure



à la température de fusion du bain de nitrate [186]. La durée d'échange retenue pour les guides de surface étant relativement courte, une thermalisation de 70 min du verre doit être respectée, le conduisant à la température de l'échange, afin que l'équilibre à la surface puisse s'établir le plus rapidement possible. La température du bain de sels est contrôlée en continu à l'aide d'un thermocouple et est réglée à  $330 \pm 1$  °C. Nous n'observons pas de perturbation de cette dernière au moment de plonger le verre dans le bain de sels. Immédiatement après la création du cœur de guide, le substrat de verre est plongé dans un bain de sels de nitrates ne contenant pas d'argent pendant un temps extrêmement bref, ici 3 s pour passiver la surface. Il s'agit simplement de retirer par cette fin les ions  $\text{Ag}^+$  à l'interface afin d'éviter qu'ils soient réduits en argent métallique par la suite. Notons que la prise en compte de cette passivation lors des simulation de cartes d'indice induit une augmentation de l'ordre de 6 % de l'aire effective. Pour terminer, après le retrait du masque le substrat avec les guides est nettoyé dans une solution de nitrate de fer III ( $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ ) pendant quelques heures pour réduire la présence éventuelle d'argent métallique à la surface.

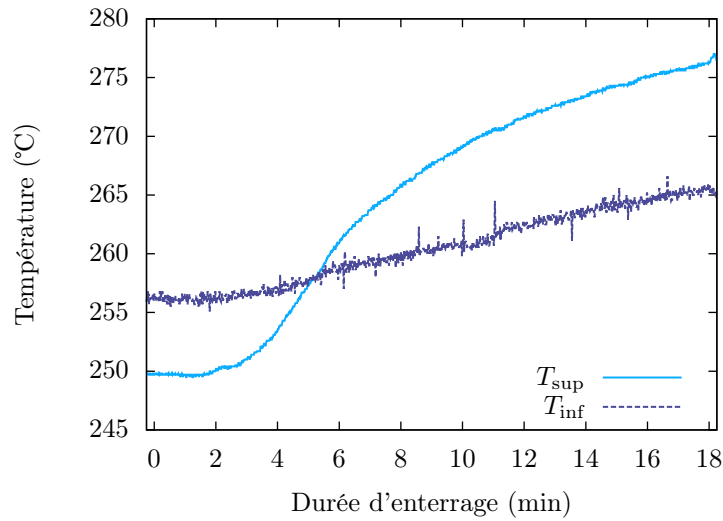
#### 3.4.2 Enterrage sous champ

Pour enterrer les guides dont le cœur a été préalablement créé par échange d'ions, il est nécessaire d'appliquer une différence de potentiel aux deux bornes du substrat de verre. Dans notre cas, nous utilisons pour cela le montage illustré sur la figure 3.13. Le dispositif comprend deux bains purs de nitrate de sodium ( $\text{NaNO}_3$ ) ne contenant donc pas d'ions argent ( $\text{Ag}^+$ ). Nous appelons bain supérieur, celui en contact avec la surface où se situent les guides d'onde et par opposition, bain inférieur le second. Le bain supérieur est isolé du bain inférieur en plaçant le substrat sur une bague de pyrex de même diamètre. Un adhésif en polyamide, résistant aux hautes températures, assure le maintien ainsi que l'isolation électrique. Pour limiter la diffusion et favoriser le transport au cours de l'enterrage, la température est abaissée à 260 °C. Tout comme pour l'échange d'ions, la température est réglée à  $\pm 1$  °C.



**FIGURE 3.13** – Détail du montage pour l'enterrage sous champ.

Une fois le bain fondu, une partie est prélevée afin de constituer le bain supérieur. La température de chacun des bains est mesurée par un thermocouple, dont un exemple d'acquisition est reporté sur la figure 3.14.



**FIGURE 3.14** – Mesure des températures  $T_{sup}$  et  $T_{inf}$  au cours de l'enterrage des bains supérieur et inférieur.

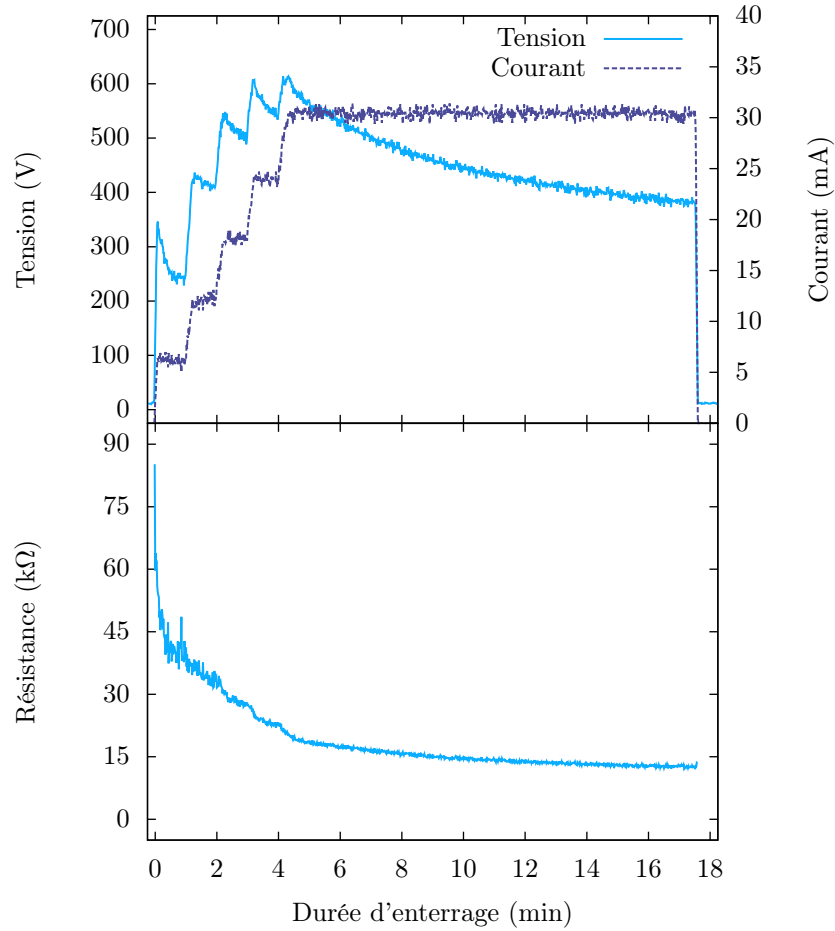
La température du four est réglée, cependant nous constatons que la température des deux bains varie fortement tout au long du procédé, celle du bain inférieur dans une moindre mesure en raison d'un volume de sels fondus plus important et donc d'une inertie thermique plus grande. Ces variations de températures sont principale-

ment attribuées à l'échauffement par effet Joule. En effet, la différence de potentiel appliquée entre les deux électrodes de la figure 3.13 induit le passage d'un courant <sup>1</sup>  $I$  dans le verre qui est un matériau diélectrique avec une résistance électrique  $R$  relativement élevée. La puissance électrique fournie par le générateur ( $P_{\text{elec}} = RI^2$ ) est alors dissipée sous forme de chaleur. Parallèlement, le coefficient de diffusion, et donc la mobilité des ions argent augmente également avec l'accroissement de la température, et *in fine* la résistance du substrat de verre diminue. De sorte que si une tension constante  $U$  est appliquée, le courant conduit à une augmentation de la température, qui mène par la suite à une réduction de la résistance, et donc à nouveau à une augmentation de la température – en vertu de  $U = RI$  constant. L'évolution des deux mécanismes ne se compensent pas nécessairement et l'emballement du processus peut entraîner la rupture du verre par la formation de trous de percolation comme l'a démontré L. Onestas [174]. Ceci nous conduit à utiliser une source de courant plutôt qu'une source de tension. Les grandeurs électriques de la source sont mesurées en temps réel et reportées sur la figure 3.15.

La résistance du verre GO14 a été mesurée à 260°C par D. Bucci [181] à 13,5 k $\Omega$ , un champ de 200 kV/m correspondrait donc à un courant de 22 mA – le substrat ayant par ailleurs une épaisseur de 1,5 mm. Pour que l'enterrage ait bien lieu sur la courte durée retenue, nous choisissons d'augmenter ce courant à 30 mA, soit un champ d'environ 270 kV/m. Toutefois, en l'absence de mobilité des ions du verre à l'amorçage de l'enterrage, la tension est très élevée au début de l'enterrage lorsque le courant de 30 mA est directement appliqué, ce qui provoque la formation de trous de percolation. Pour réduire ces pics de tension nous avons décidé d'augmenter progressivement le courant – par paliers de 6 mA/min – et de prolonger l'enterrage pendant 17 min 30 s pour conserver une durée effective de l'ordre de 15 min. Ainsi, comme le montre la figure 3.15, la tension ne dépasse pas 600 V – qui correspond aux tensions extrêmes employées par L. Onestas [174] pour enterrer très profondément les guides. La concomitance de l'effet Joule et de la réduction de la résistance aboutissent à la stabilisation de la tension. Un régime permanent s'instaure et nous retrouvons la valeur de résistance du verre GO14, sur la figure 3.15, de l'ordre de 13 k $\Omega$  en fin d'enterrage en négligeant ici la résistance des électrodes.

---

<sup>1</sup> Il s'agit d'un courant ionique qui correspond au déplacement des ions argent ( $\text{Ag}^+$ ) et sodium ( $\text{Na}^+$ ) faiblement liés au sein de la matrice vitreuse.



**FIGURE 3.15** – Exemple d'évolution des grandeurs électriques au cours d'un enterrage. Le courant  $I$  délivré par le générateur, ainsi que la tension  $U$  sont mesurés en temps réels. La résistance  $R$  du montage est ensuite calculée.

### 3.4.3 Enterrage thermique

L'enterrage thermique des guides est réalisé dans des conditions similaires à celles de l'échange d'ions. Comme pour l'enterrage sous champ, le substrat avec les guides réalisés par échange d'ions – 4 min à 330 °C dans ce cas – est plongé dans un bain pur de nitrate de sodium fondu. Par rapport à l'échange initial, la thermalisation est fortement réduite à 6 min pour minimiser toute rediffusion des guides avant l'enterrage. Nous avons en effet constaté que 6 min est la durée minimale pour que la température de l'enterrage ne soit pas perturbée au moment de plonger le verre dans le bain de sels.

### 3.4.4 Préparation de la puce

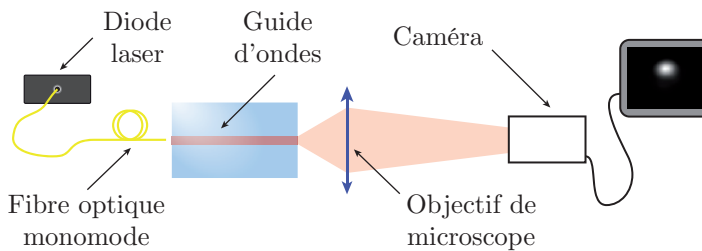
Enfin, la puce optique est découpée, après l'échange pour les guides de surface, pour permettre l'accès aux guides d'onde par couplage direct. Les arêtes sont alors polies pour atteindre une qualité optique, c'est à dire que la taille caractéristique des défauts résiduels est largement inférieure à la longueur d'onde –  $\lambda/10$  ou mieux. Le polissage vise à réduire au maximum la diffusion de la lumière au niveau des arrêtes pour un couplage optimal lors de l'injection dans les guides d'onde. Un dernier nettoyage du composant est effectué avant la caractérisation optique.

## 3.5 Méthodes de caractérisation

Une fois les guides d'onde réalisés, leurs caractéristiques optiques sont mesurées à l'aide de bancs de caractérisation dédiés. Dans cette partie, nous présentons les différentes méthodes mises en place pour les caractérisations dite linéaires, c'est à dire à faible puissance optique. Pour ces mesures nous avons systématiquement utilisé une diode laser (*eagleyard Photonics* EYP-DFB-1060) émettant en continu à  $\lambda = 1060$  nm comme source.

### 3.5.1 Mesure de la distribution modale

La première mesure consiste à imager la distribution modale en sortie des guides d'onde. Le substrat avec les guides est alors placé sur un banc tel que celui représenté sur la figure 3.16.



**FIGURE 3.16** – Banc de caractérisation utilisé pour la mesure de la distribution modale.

La source est connectée à une fibre monomode à la longueur d'onde de travail, ici  $\lambda = 1060$  nm. L'image du mode en sortie de guide est ensuite focalisée sur un détecteur CCD en InGaAs (*Goodrich* SUI SU320KTSW-1.7RT) à l'aide d'un objectif de microscope (*Mitutoyo* 378-863-5) de grossissement  $G = 50$  et d'ouverture numérique

$NA = 0,65$ . L'acquisition numérique donne finalement accès au profil d'intensité du mode.

Nous souhaitons à partir de ce profil d'intensité déterminer les dimensions géométriques du mode, en particulier l'aire effective et la profondeur d'enterrage. Pour cela, il faut étalonner la mesure, c'est à dire spécifier le grandissement du banc qui dépend de la distance entre l'objectif et le détecteur. Nous utilisons donc un séparateur de type jonction Y dont l'espacement entre les deux bras de sortie est connu. À partir de l'image des modes sur chacune des branches, nous établissons que le grandissement est de 250. Compte tenu des conditions expérimentales nous estimons à 5 % l'incertitude sur le grandissement commise d'une mesure à l'autre. Par la suite nous utilisons systématiquement, notamment dans le cas où l'étalonnage n'est pas possible, la valeur étalon de  $100 \pm 5 \text{ nm/pixel}$ .

### 3.5.1.1 Mesure de la taille de mode

La fibre d'injection étant montée sur un support trois axes, les déplacements transversaux permettent d'exciter préférentiellement un mode par rapport à un autre, permettant alors de déterminer la modicité du guide. Il est dans ces conditions relativement malaisé d'isoler uniquement le mode fondamental, ainsi nous nous restreignons aux guides monomodes pour la mesure de la taille du mode. Nous cherchons à caractériser des modes confinés dont les dimensions peuvent approcher la limite de résolution de notre système d'imagerie, définie par le critère de Rayleigh. La contribution de l'objectif de microscope dans la formation de l'image est modélisée par la convolution :

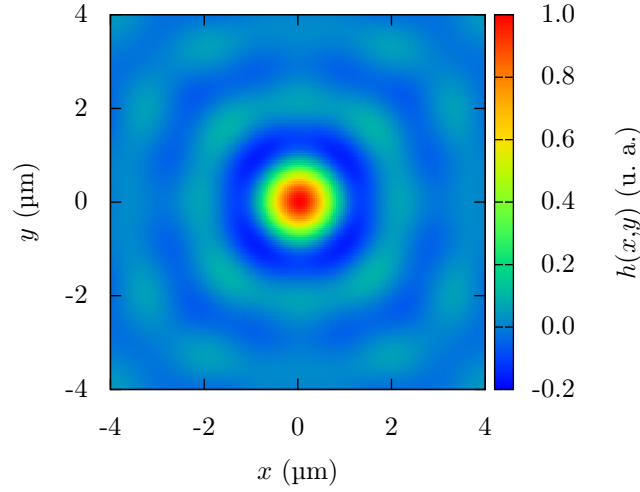
$$\text{Image}(x,y) = \text{Objet}(x,y) * h(x,y) \quad (3.13)$$

où  $h(x,y)$  est la réponse impulsionnelle, également appelée fonction d'étalement du point (*Point Spread Function*, (PSF), an anglais), de l'objectif de microscope, et  $\text{Objet}(x,y)$  le mode en sortie de guide. Dans notre cas,  $h(x,y)$  est la transformée de Fourier de la fonction circulaire de diamètre  $2NA/\lambda$ . Une approche pour remonter à l'objet est d'appliquer l'opération inverse, de déconvolution. Cela nécessite toutefois de prendre des précautions pour ne pas amplifier le bruit et dégrader le rapport signal à bruit. Pour comparer les résultats de caractérisation aux valeurs simulées d'aire effective, nous calculons plutôt la convolution du champ simulé avec la réponse impulsionnelle. Le calcul est pour cela effectué dans le domaine fréquentiel par

transformation de Fourier (TF) selon :

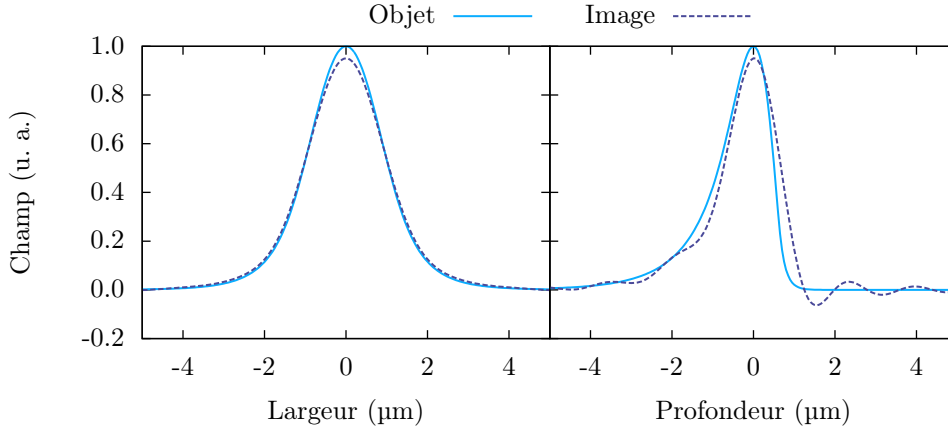
$$\text{Image}_{\text{sim}} = \text{TF}^{-1} [\text{TF}(\text{Mode}_{\text{sim}}) \times \text{TF}(h)] \quad (3.14)$$

Auquel cas, la contribution de l'objectif de microscope est obtenue par la multiplication avec une fonction circulaire de diamètre  $2\text{NA}/\lambda$ , l'objectif agissant comme un filtre pour les fréquences spatiales supérieures à la résolution. Pour valider cette approche, nous avons tout d'abord simulé la convolution d'un objet ponctuel avec la fonction d'étalement du point de notre objectif de microscope. Nous retrouvons bien une réponse en forme de tâche d'Airy, reportée sur la figure 3.17, dont le premier zéro est situé à  $1,22\lambda/2\text{NA}$ .



**FIGURE 3.17** – Réponse impulsionnelle normalisée simulée à  $\lambda = 1060 \text{ nm}$  pour un objectif de microscope d'ouverture  $\text{NA} = 0,65$ .

Par la suite, nous appliquons donc systématiquement la convolution de cette réponse impulsionnelle aux champs simulés, comme par exemple sur la figure 3.18, afin de comparer les résultats de mesures aux simulations.



**FIGURE 3.18** – Coupes horizontales et verticales du champ du guide de surface optimisé sans (Objet) et avec (Image) la convolution par la fonction d'étalement du point de l'objectif.

D'autre part, les mesures de la distribution modale d'intensité étant relativement bruitées, le calcul numérique de l'aire effective présente également des incertitudes pouvant être importantes. Nous calculons donc l'aire effective du mode fondamental à partir des largeurs de la distribution modale, extraites par régressions. Les profils d'intensités sont alors approximés par une fonction gaussienne caractérisée par sa demi-largeur  $w$  à  $1/e^2$  de la valeur maximale, de la forme :

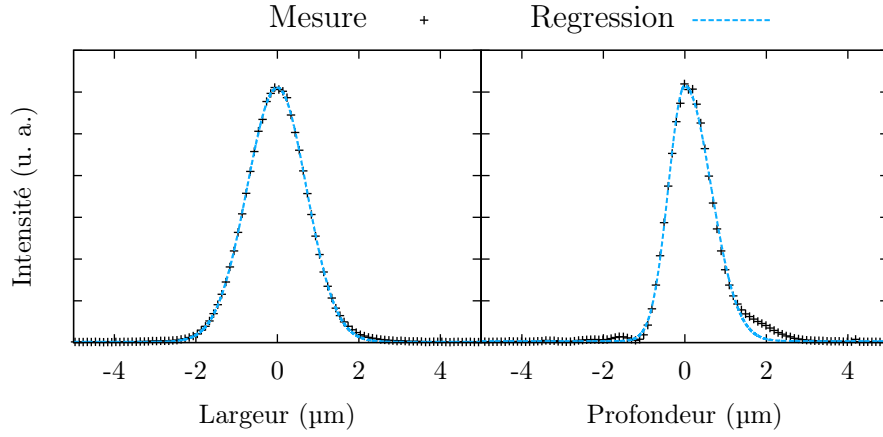
$$I(x,y) = I_0 \exp \left[ -\frac{2(x-x_0)^2}{w_x^2} - \frac{2(y-y_0)^2}{w_y^2} \right] \quad (3.15)$$

Auquel cas, l'aire effective, définie par l'équation (3.10), devient  $A_{\text{eff}} = \pi w_x w_y$ . Comme le montre la figure 3.19, la régression revient à moyenner l'intensité, particulièrement pour le profil vertical. Ceci permet de s'affranchir du bruit de la mesure. Cependant, un biais de mesure peut être introduit lorsque le profil du mode n'est pas gaussien. Par conséquent, dans la suite les valeurs mesurées d'aire effective sont mises en regard des valeurs calculées de la même façon à partir des champs simulés en prenant en compte la contribution de l'objectif de microscope.

### 3.5.1.2 Mesure de la profondeur d'enterrage

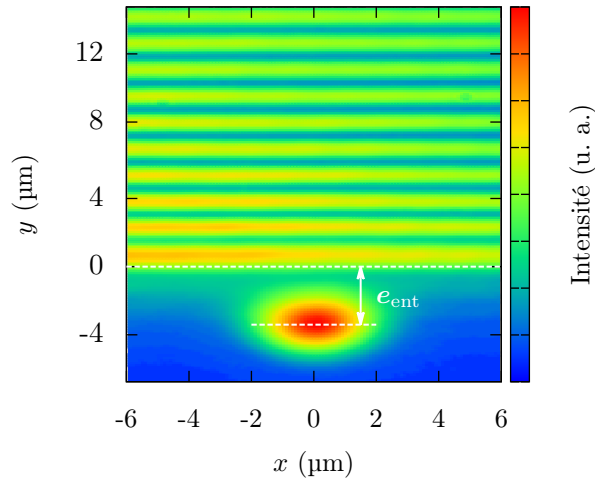
Pour mesurer la profondeur d'enterrage, il est nécessaire de visualiser la position de la surface lors de l'acquisition de la distribution modale d'intensité. Nous illuminons donc la surface du verre avec une diode laser fibrée émettant à  $\lambda = 980 \text{ nm}$  afin





**FIGURE 3.19** – Exemple d’extraction des demi-largeurs de mode par régression avec une distribution gaussienne.

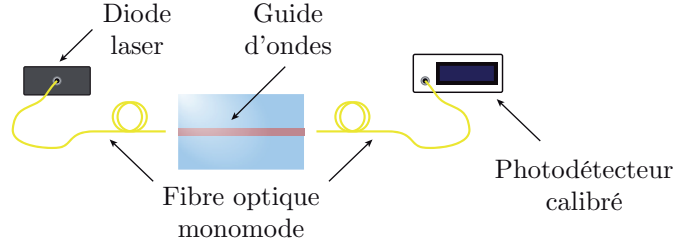
d’obtenir des franges d’interférence dont un exemple est donné sur la figure 3.20. La fibre est positionnée avec un angle de l’ordre de  $60^\circ$  par rapport à la surface. La lumière cohérente partiellement réfléchiée par le verre forme donc des interférences avec le faisceau incident. La surface se situe alors une demi-interfrange après la dernière frange illuminée [187].



**FIGURE 3.20** – Exemple d’interférence utilisée pour mettre en évidence la surface du verre afin de déterminer la profondeur d’enterrage.

### 3.5.2 Mesure des pertes

La seconde mesure consiste à déterminer les pertes optiques de la puce et en particulier les pertes par propagation. Le substrat de verre avec les guides d'onde est donc inséré dans le banc illustré sur la figure 3.21.



**FIGURE 3.21** – Banc de caractérisation utilisé pour la mesure des pertes par insertion.

Le signal de la diode laser est injecté dans le guide d'onde testé à l'aide d'une fibre monomode. Pour ces mesures, nous avons choisi d'utiliser la fibre 980HP de *Thorlabs Inc.* qui a l'avantage d'être monomode à  $\lambda = 1060$  nm avec un diamètre de mode de  $(4,4 \pm 0,2) \mu\text{m}$ , proche de celui des modes fortement confinés que nous cherchons à caractériser. En sortie de guide, le signal est à nouveau collecté avec une fibre 980HP. La puissance optique est ensuite mesurée avec un photodétecteur (*ANDO AQ2732*). La puissance mesurée  $P_{\text{mes}}$  avec un tel montage comprend différentes contributions, à commencer par les pertes par propagation  $\alpha_{\text{prop}}$  dans le guide d'onde, auxquelles s'ajoutent les pertes à l'injection et à la collection. Les fibres sont positionnées avec des micropositionneurs piézoélectriques autorisant des déplacements avec une précision de 30 nm afin d'optimiser le couplage. Malgré cela, demeure une fine lame d'air entre la puce et la fibre, introduisant une réflexion au niveau des interfaces air/verre selon le coefficient de Fresnel :

$$R = \left( \frac{1 - n}{1 + n} \right)^2 \quad (3.16)$$

En prenant un indice de verre – aussi bien pour la fibre que pour le substrat de GO14 – de  $n = 1,5$ , les pertes associées, dites pertes de Fresnel, sont alors estimées à  $\alpha_F = 0,17$  dB. De plus les différences de taille et de forme des modes de la fibre et du guide sont responsables des pertes dites de couplage  $\alpha_c$ . Enfin il faut également additionner les pertes du système – pertes par propagation dans les fibres, pertes dans les connecteurs, *etc.* C'est pourquoi nous effectuons une mesure de référence

$P_{\text{ref}}$  de la puissance en retirant la puce et en soudant les fibres. La mesure relative de puissance correspond aux pertes par insertion  $\alpha_{\text{ins}}$  du dispositif caractérisé et sont définies comme :

$$\alpha_{\text{ins}} = 10 \log \left( \frac{P_{\text{mes}}}{P_{\text{ref}}} \right) = 4\alpha_{\text{F}} + 2\alpha_{\text{c}} + \alpha_{\text{prop}} \quad (3.17)$$

Les pertes par couplage sont calculées numériquement à partir de l'intégrale de recouvrement entre le mode de la fibre  $E_1$  et le mode du guide  $E_2$ <sup>1</sup> :

$$\Gamma = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{\infty} E_1(x,y) E_2^*(x,y) dx dy \right|^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |E_1(x,y)|^2 dx dy \iint_{-\infty}^{\infty} |E_2(x,y)|^2 dx dy} \quad \text{et} \quad \alpha_{\text{c}} = 10 \log \Gamma \quad (3.18)$$

Pour comparer les différents type de guides, les pertes par propagation sont normalisées par la longueur  $L$  de propagation. Le coefficient d'atténuation par propagation  $\alpha$  est donc finalement calculé selon :

$$\alpha = \frac{1}{L} (\alpha_{\text{ins}} - 4\alpha_{\text{F}} - 2\alpha_{\text{c}}) \quad (3.19)$$

La détermination de ce paramètre permet de qualifier la technologie de réalisation des guides d'onde, la longueur de propagation pourra être d'autant plus grande que ces pertes seront faibles.

## 3.6 Résultats de caractérisation

En appliquant ces méthodes de caractérisation, nous mesurons les propriétés linéaires de chacun des types de guide dimensionné et réalisé comme décrit précédemment. Les résultats sont présentés dans cette partie.

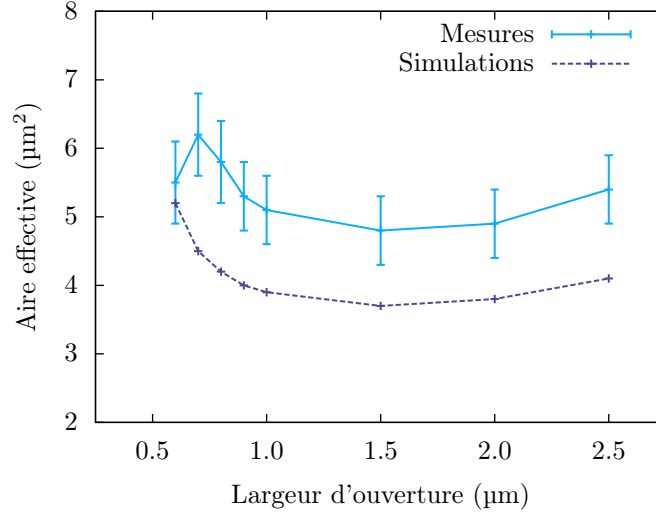
### 3.6.1 Guides de surface

Les guides de surface deviennent bimodes pour des ouvertures supérieures à  $3,0 \mu\text{m}$ . L'aire effective est donc calculée pour les guides dont la largeur d'ouverture est comprise entre  $0,5 \mu\text{m}$  et  $2,5 \mu\text{m}$ . Les valeurs obtenues sont reportées sur la figure 3.22. À titre de comparaison, les valeurs de l'aire effective obtenues par simu-

---

<sup>1</sup> Pour limiter le bruit la distribution modale du mode du guide est simulée à partir des demi-largeurs extraites préalablement par régression.

lation numérique à  $\lambda = 1060 \text{ nm}$  et prenant en compte la réponse de la résolution de l'objectif de microscope sont également données sur la figure 3.22.



**FIGURE 3.22** – Valeurs mesurées de l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  comparées aux valeurs calculées pour les différentes largeurs d'ouverture  $w_{\text{ouv}}$ .

Notons que le biais commis sur la détermination de l'aire effective tend à minimiser la valeur de cette dernière pour les largeurs d'ouverture inférieures à  $1,0 \mu\text{m}$ . Cependant, la tendance sur l'évolution du confinement en fonction de la largeur d'ouverture du guide est respectée, excepté pour les guides d'ouvertures  $0,5 \mu\text{m}$   $0,6 \mu\text{m}$ . Ces dernières, s'approchent de la résolution de notre procédé de lithographie et les guides sont ouverts dans la couche masquante avec un élargissement technologique de l'ordre de  $(0,4 \pm 0,1) \mu\text{m}$ . Nous nous intéressons alors aux guides dont la largeur d'ouverture est comprise entre  $1,0 \mu\text{m}$  et  $2,5 \mu\text{m}$ . Les valeurs des aires effectives calculées à partir de l'extraction des largeurs du mode sont reportées dans le tableau 3.8. Le confinement du mode fondamental présente un optimum pour une largeur de  $1,5 \mu\text{m}$ , mais l'aire effective est comparable, à 13 % près, pour les autres largeurs.

La demi-largeur verticale des modes approche la limite de résolution du banc de caractérisation estimée à  $1,0 \mu\text{m}$  pour une ouverture numérique de 0,65. Cependant, l'élargissement éventuel lié à l'objectif de microscope ayant été pris en considération, nous attribuons la divergence des valeurs mesurées aux incertitudes sur les paramètres d'entrée des simulations. En effet, les coefficients de diffusion ont été déterminés avec certaines incertitudes. En outre, après l'échange, la température du

		$w_{\text{ouv}}$ ( $\mu\text{m}$ )			
		1,0	1,5	2,0	2,5
$w_x$	( $\mu\text{m}$ )	$1,4 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,1$
$w_y$	( $\mu\text{m}$ )	$1,1 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$5,1 \pm 0,5$	$4,8 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,5$	$5,4 \pm 0,5$
$\alpha$	(dB/cm)	$0,9 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,1$	$1,1 \pm 0,1$	–

**TABEAU 3.8** – Mesures des propriétés des guides de surface pour différentes largeurs d’ouverture.

substrat diminue progressivement de 330 °C à la température ambiante<sup>1</sup>. La diffusion peut donc se poursuivre plus longtemps que la durée durant laquelle le substrat est plongé dans le bain de sels et cet effet n’a pas été pris en compte dans les simulations.

Malgré les précautions prises pour réduire au maximum la formation d’agrégat d’argent métallique, les pertes dans les guides de surface atteignent  $(1,0 \pm 0,1)$  dB/cm. Pour chaque largeur d’ouverture, nous disposons d’une série de huit guides identiques. Les pertes sont homogènes pour l’ensemble des guides d’une même série et sont, comme le montrent les valeurs du tableau 3.8, indépendantes de la largeur d’ouverture. Les pertes par propagation sont donc attribuées à la présence d’agrégats d’argent métallique à la surface du verre.

### 3.6.2 Guides enterrés sous champ

Concernant les guides réalisés par enterrage sous champ, un second mode guidé apparaît dès 2,0  $\mu\text{m}$  d’ouverture du masque. Les aires effectives mesurées des modes correspondants aux guides de largeur d’ouverture 0,9  $\mu\text{m}$ , 1,0  $\mu\text{m}$  et 1,5  $\mu\text{m}$  sont données dans le tableau 3.9.

La modélisation de l’enterrage s’appuie sur des valeurs constantes tout au long de l’enterrage du champ appliqué et de la température. Or comme nous l’avons vu, les conditions expérimentales induisent une forte variation de ces grandeurs, le modèle est par conséquent incomplet et les valeurs mesurées divergent nécessairement par rapport aux simulations. Néanmoins, à titre de comparaison, le procédé d’enterrage tel que décrit dans la section 3.4.2 est simulé avec une tension moyenne de 500 V

<sup>1</sup> Ce afin de ne pas endommager le substrat par choc thermique.

		$w_{\text{ouv}}$ ( $\mu\text{m}$ )		
		0,9	1,0	1,5
$w_x$	( $\mu\text{m}$ )	$2,2 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,1$
$w_y$	( $\mu\text{m}$ )	$2,0 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$13,8 \pm 1,4$	$13,8 \pm 1,4$	$14,2 \pm 1,4$
$e_{\text{ent}}$	( $\mu\text{m}$ )	–	$3,8 \pm 0,2$	–
$\alpha$	(dB/cm)	$0,1 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$	$0,2 \pm 0,1$

**TABLEAU 3.9** – Mesures des propriétés des guides enterrés sous champ pour différentes largeurs d’ouverture.

appliquée aux bornes du verre – soit un champ de  $333 \text{ kV/m}$  – pendant une durée allongée à 17 min 30 s. Conformément aux simulations, les modes des guides enterrés présentent une forte symétrie, entraînant une augmentation de l’aire effective, qui atteint ici  $(14,0 \pm 1,4) \mu\text{m}^2$  pour une valeur simulée de  $9,9 \mu\text{m}^2$  avec une ouverture  $1,0 \mu\text{m}$ . La profondeur d’enterrage a été mesurée seulement pour les guides d’ouverture  $1,0 \mu\text{m}$  et estimée à  $(3,8 \pm 0,2) \mu\text{m}$  contre  $3,6 \mu\text{m}$  obtenus par simulation en supposant une tension constante de  $500 \text{ V}$ . Le cœur des guides a donc bien été éloigné de la surface. Les pertes par propagation sont donc réduites à  $(0,1 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$  – la limite de résolution de la mesure. Les pertes sont à nouveau indépendantes de la largeur d’ouvertures des guides et nous pouvons supposer que la profondeur d’enterrage est identique quelle que soit l’ouverture<sup>1</sup>.

### 3.6.3 Guides enterrés thermiquement

Enfin, dans le cas de l’enterrage thermique uniquement des guides avec une ouverture  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$  ont été réalisés. Comme l’attestent les valeurs mesurées et données dans le tableau 3.10, le cœur du guide est moins profondément éloigné, à  $(1,1 \pm 0,2) \mu\text{m}$  de la surface. Ainsi le confinement du mode, spécialement vertical, est conservé. Le mode fondamental a une aire effective à  $(5,8 \pm 0,6) \mu\text{m}^2$ , comme attendu légèrement supérieure à celles des modes des guides de surface. L’enterrage thermique du cœur des guides est associé à des pertes par propagation intermédiaires de  $(0,5 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$  comprises entre celles des guides de surface et celles des guides enterrés sous champ.

<sup>1</sup> En reprenant la tension moyenne de  $500 \text{ V}$ , la simulation donne des profondeurs d’enterrage variant de seulement 6 %.

		$w_{\text{ouv}}$ ( $\mu\text{m}$ )
		1,5
$w_x$	( $\mu\text{m}$ )	$1,7 \pm 0,1$
$w_y$	( $\mu\text{m}$ )	$1,1 \pm 0,1$
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$5,8 \pm 0,6$
$e_{\text{ent}}$	( $\mu\text{m}$ )	$1,1 \pm 0,2$
$\alpha$	(dB/cm)	$0,5 \pm 0,1$

**TABLEAU 3.10** – Mesures des propriétés des guides enterrés thermiquement avec une ouverture  $w_{\text{ouv}} = 1,5 \mu\text{m}$ .

### 3.6.4 Synthèse des résultats

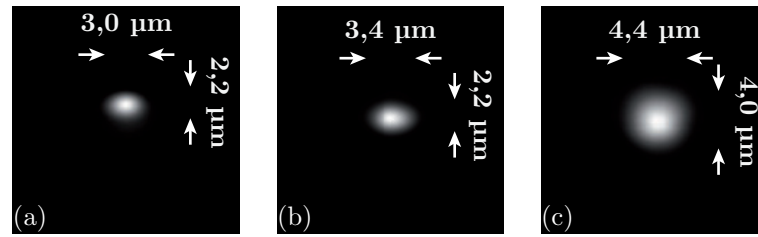
Les performances linéaires optimales pour les trois types de guides étudiés sont résumées dans le tableau 3.11. Avec le choix approprié des paramètres technologiques, le mode des différents guides d'onde présente un fort confinement avec des aires effectives de seulement quelques micromètres carrés. Nous avons donc rempli la première partie des objectifs que nous nous sommes fixés. Cependant la recherche du confinement ultime avec les guides de surface impose un compromis sur les pertes optiques.

		Guide	Enterrage	
		de surface	thermique	sous champ
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$4,8 \pm 0,5$	$5,8 \pm 0,6$	$13,8 \pm 1,4$
$e_{\text{ent}}$	( $\mu\text{m}$ )	–	$1,1 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,2$
$\alpha$	(dB/cm)	$1,0 \pm 0,1$	$0,5 \pm 0,1$	$0,1 \pm 0,1$

**TABLEAU 3.11** – Synthèse des résultats de mesure pour chaque type de guide.

Comme prévu par les simulations, nous disposons de trois niveaux de confinement du mode, comme le montre la figure 3.23 où sont représentées les distributions d'intensité en sortie des trois types de guides. L'aire effective du mode fondamental du guide augmente avec la profondeur d'enterrage alors que les pertes sont réduites. Ainsi pour les applications où une forte densité d'intégration est souhaitée, les guides de surface seront préférés. Toutefois, les pertes plus élevées limitent la longueur de propagation pouvant être atteinte avec cette technologie. De ce fait, si cette dernière

doit être importante, l'enterrage sous champ sera choisi. L'augmentation de l'aire effective associée limitera cependant le rayon de courbure critique, l'intégration de longueur se fera alors au détriment de la densité de fonctions. Le confinement des guides enterrés sous champ est quasiment identique à celui de la fibre 980HP, les pertes par couplage sont donc négligeables dans ce cas là – comme nous avons pu le constater lors de la mesure des pertes par insertion. L'enterrage thermique, enfin, offre un compromis entre le confinement et les pertes par propagation. L'étude du comportement non-linéaire de ces guides est l'objet du chapitre suivant.



**FIGURE 3.23** – Distributions d'intensité du mode fondamental des guides optimisés, mesurées à  $\lambda = 1060$  nm pour une largeur d'ouverture de  $1,5 \mu\text{m}$ . Les largeurs à  $1/e^2$  sont également rappelées. (a) Guide de surface –  $t_{\text{éch}} = 2$  min,  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ . (b) Guide enterré thermiquement –  $t_{\text{éch}} = 4$  min,  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{ent}} = 1$  min,  $T_{\text{ent}} = 330^\circ\text{C}$ . (c) Guide enterré sous champ –  $t_{\text{éch}} = 2$  min,  $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ ,  $t_{\text{ent}} = 17$  min 30 s,  $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ ,  $I = 30$  mA.

### 3.7 Conclusion

Au cours de ce chapitre, différents critères de dimensionnement ont été explicités pour satisfaire les besoins en courbure, densité d'intégration et confinement. Parmi ceux-ci, nous avons retenu l'aire effective, qui de par sa généralité, adresse simultanément les trois problématiques. Les outils de simulations nous ont ensuite permis de dimensionner les paramètres technologiques afin de réaliser des guides de surface ou enterrés monomodes à  $\lambda = 1064$  nm et présentant une aire effective minimale. Les précautions expérimentales imposées par ce dimensionnement ont été ensuite décrites. Les fluctuations des paramètres induisent une légère divergence entre les résultats. Cependant, nous avons pu vérifier les tendances prévues avec les simulations en mesurant les caractéristiques linéaires des guides d'onde ainsi réalisés. Différents confinements du champ modal sont envisageables selon l'enterrage des guides opéré. L'aire effective pour les guides dits de surface est alors fortement réduit, au



prix de pertes par propagation relativement élevées. Ce type de guide sera particulièrement adapté aux applications requérant une densité d'intégration élevée et de courtes longueurs de propagation. À l'opposé, lorsque la longueur de propagation prime, les pertes par propagation sont réduites d'un ordre de grandeur par enterrage sous champ du cœur des guides pour une aire effective trois fois supérieure. Finalement l'enterrage thermique offre un compromis entre les pertes par propagation et le confinement du mode. Chaque type de guides présentant ses propres avantages, nous étudierons dans le chapitre suivant leur comportement sous fortes puissances afin d'étudier spécifiquement leur intérêt dans le cadre d'applications non-linéaires.

## Chapitre 4

# Étude en puissance : comportement non-linéaire

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>65</b>
<b>3.2</b>	<b>Définition de la problématique</b>	<b>66</b>
3.2.1	Courbures : pertes par rayonnement	66
3.2.2	Densité d'intégration : couplage directionnel	68
3.2.3	Optique non-linéaire : notion d'aire effective	69
3.2.4	Choix et calcul du critère de dimensionnement	70
<b>3.3</b>	<b>Dimensionnement</b>	<b>71</b>
3.3.1	Spécifications de la plateforme technologique	71
3.3.2	Guide de surface	72
3.3.3	Enterrage sous champ	76
3.3.4	Enterrage thermique	80
3.3.5	Synthèse des paramètres retenus	83
<b>3.4</b>	<b>Réalisation</b>	<b>85</b>
3.4.1	Guide de surface	85
3.4.2	Enterrage sous champ	86
3.4.3	Enterrage thermique	89
3.4.4	Préparation de la puce	90
<b>3.5</b>	<b>Méthodes de caractérisation</b>	<b>90</b>
3.5.1	Mesure de la distribution modale	90
3.5.2	Mesure des pertes	95
<b>3.6</b>	<b>Résultats de caractérisation</b>	<b>96</b>

3.6.1	Guides de surface . . . . .	96
3.6.2	Guides enterrés sous champ . . . . .	98
3.6.3	Guides enterrés thermiquement . . . . .	99
3.6.4	Synthèse des résultats . . . . .	100
<b>3.7</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>101</b>

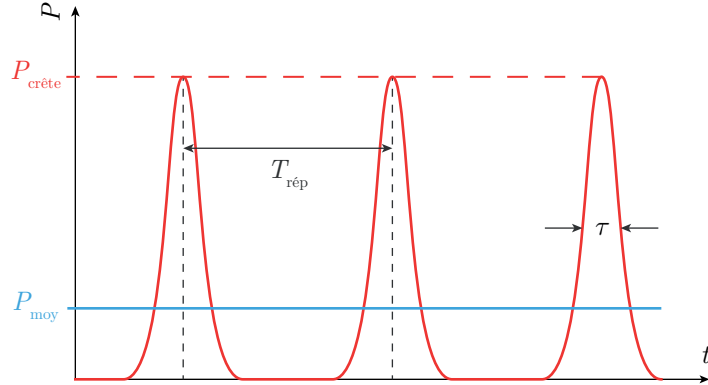
---

## 4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au comportement non-linéaire des guides d'onde sur verre. Tout d'abord nous verrons que cette démarche accompagne le développement, notamment en optique intégrée, de sources laser dites impulsionsnelles. Avec ce type de sources, de fortes densités de puissance peuvent être atteintes et nous mettrons alors en évidence la limite de puissance que peuvent tolérer les guides d'onde réalisés sur verre par échange d'ions argent. Les guides d'onde dimensionnés au cours du chapitre précédent présentent un fort confinement modal, à même d'exalter les phénomènes non-linéaires qui dépendent de la densité de puissance injectée. Nous étudierons les effets susceptibles de se produire dans de tels guides. Enfin nous montrerons l'importance de la longueur de propagation pour l'étude de l'interaction non-linéaire au travers de mesures sur guides d'onde et sur fibres. Nous concluons quant au potentiel de cette technologie pour la génération d'effets non-linéaires et donnerons les perspectives à court terme ouvertes par ces travaux.

## 4.2 Sources lasers impulsionsnelles

Dans le premier laser mis au point par Maiman en 1960 [16] au *Hughes Labs*, un barreau de cristal de rubis était excité avec une lampe stroboscopique. Le faisceau émis était donc périodiquement interrompu, entre chaque flash produit par la lampe, et se présentait sous la forme d'un train d'impulsions tel que représenté sur la figure 4.1.



**FIGURE 4.1** – Représentation d'un train d'impulsions laser.

Avec ce type de fonctionnement, la puissance est concentrée dans des impulsions d'une durée à mi-hauteur  $\tau$  espacées de  $T_{\text{rép}}$ , par la suite nous utiliserons plutôt le taux de répétition  $f_{\text{rép}} = 1/T_{\text{rép}}$ . Chaque impulsion contient une énergie finie  $E_p$  et différentes puissances peuvent être définies à partir des caractéristiques temporelles du laser :

$$P_{\text{moy}} = E_p f_{\text{rép}} \quad (4.1a)$$

$$P_{\text{crête}} = \frac{E_p}{\tau} \quad (4.1b)$$

La puissance moyenne correspond à la puissance que délivrerait un laser de même énergie fonctionnant en régime continu. Notons que lorsque un photodétecteur lent<sup>1</sup> est placé dans le faisceau d'un laser impulsif, c'est la puissance moyenne qui est mesurée. La puissance crête est, en général, largement supérieure à la puissance moyenne car  $\tau \ll T_{\text{rép}}$ . L'intérêt des sources impulsives est donc manifeste pour atteindre de fortes puissances optiques. Différentes méthodes ont alors été élaborées pour contrôler l'émission des impulsions. C'est ainsi qu'en 1962, F. J. McClung et R. W. Hellwarth [188] utilisèrent aux *Hughes Labs* une cellule remplie de nitrobenzène ( $\text{C}_6\text{H}_5\text{NO}_2$ ) pour produire de telles impulsions. Il s'agit de moduler les pertes dans la cavité<sup>2</sup> de sorte à ce que l'énergie puisse s'accumuler avant d'être libérée subitement par l'émission d'une impulsion brève de forte puissance crête, 200 ns et 300 kW crête dans ce cas. Cette technique, dénommée *Q-switching* en anglais, repose donc sur

<sup>1</sup> Un photodétecteur est considéré comme lent lorsque le temps d'intégration est largement supérieur à  $T_{\text{rép}}$ .

<sup>2</sup> Dans l'expérience de McClung *et coll.*, la modulation repose sur l'effet Kerr du nitrobenzène lorsque ce dernier est soumis à un champ électrique.

la commutation du facteur de qualité de la cavité pour la génération d'impulsions dont la durée est de l'ordre de la nanoseconde. Une autre méthode, imaginée par L. E. Hargrove *et coll.* [189] en 1964 aux *Bell Labs*, consiste à imposer une relation de phase entre les modes de la cavité de manière à ce que le faisceau laser soit émis sous la forme d'un train d'impulsions par interférences. Cette seconde technique permet de générer des impulsions plus courtes que la technique de *Q-switching*. Ainsi, en augmentant le nombre de modes mis en phase, des durées d'impulsions de 2,5 ns en 1964 [189], puis 500 ps en 1966 [190] et 500 fs en 1974 [191] ont pu être obtenues.

Les lasers impulsionnels furent rapidement utilisés entre autre pour l'étude des effets non-linéaires. En effet, dès 1961, la génération de seconde harmonique est observée en focalisant sur un cristal de quartz le faisceau d'un laser à rubis émettant des impulsions d'une milliseconde avec une puissance crête de 3 kW [192]. Récemment, au laboratoire IMEP-LaHC des sources impulsionnelles ont été intégrées sur verre phosphate dopé au néodyme [158, 159]. Un absorbant saturable déposé à la surface des guides amplificateurs permet de réaliser une modulation passive des pertes. Avec la puissance crête atteinte, de l'ordre de 3 kW pour des impulsions de 650 ps et une fréquence de répétition de 20 kHz, B. Charlet [193] a démontré la génération d'effets non-linéaires dans une fibre optique microstructurée de 8 m. L'emploi de fortes puissances a été identifié comme un enjeu pour l'optique intégrée sur verre, que ce soit pour augmenter la sensibilité des systèmes de mesures, tels que les Lidar, ou pour la génération d'effets non-linéaires. Dans la suite de ce chapitre nous proposons donc une étude du comportement des guides intégrés sur verre par échange d'ions soumis à de telles puissances. Pour cela nous utiliserons une source impulsionnelle commerciale (*Teem Photonics* STP-07E-1S0) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.1.

$\tau$	(ps)	500
$f_{\text{rép}}$	(kHz)	1 – 2
$E_p$	( $\mu$ J)	7
$P_{\text{moy}}$	(mW)	7 – 14
$P_{\text{crête}}$	(kW)	14

**TABLEAU 4.1** – Caractéristiques de la source impulsionnelle commerciale utilisée pour l'étude du comportement en puissance des guides d'onde.

Dans la suite, le taux de répétition du laser  $f_{\text{rép}}$  est contrôlé par une consigne

externe fournie par un générateur de basses fréquences, sauf mention contraire la fréquence de répétition est fixée à 1 kHz.

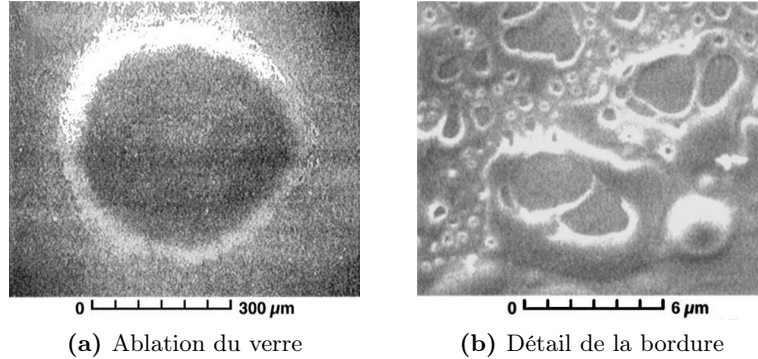
## 4.3 Seuil d'endommagement

La première interrogation liée à l'augmentation de la puissance fournie par les sources laser concerne la capacité des matériaux à supporter des densités de puissance élevées. Un seuil d'endommagement est ainsi défini dans la littérature afin de caractériser la limite de puissance que les matériaux, et en particulier les composants optiques, peuvent endurer avant d'être irréversiblement détruits. Nous commençons donc l'étude en puissance par l'estimation de ce critère pour les guides d'onde intégrés sur verre borosilicate par échange d'ions argent/sodium.

### 4.3.1 Revue bibliographique

La détérioration des matériaux soumis à de fortes puissances optiques a été mise en évidence rapidement après la mise au point des premiers lasers. Déjà en 1964 le faisceau d'un laser à rubis est focalisé sur différents échantillons de verre vendus par *Corning Glass Works* en augmentant progressivement la densité de puissance. La valeur maximale avant la dégradation visible du verre est alors définie comme le seuil d'endommagement [194]. Suivant la composition des verres, les seuils d'endommagement varient de plusieurs ordres de grandeur, de  $2 \text{ GW/cm}^2$  pour un verre de borate de lanthane ( $\text{LaBO}_3$ ) jusqu'à  $710 \text{ GW/cm}^2$  pour un verre *crown* borosilicate. Dans leur étude, M. Bass *et coll.* [195] considèrent l'altération des matériaux comme un phénomène probabiliste qui dépend fortement des conditions expérimentales. En particulier, l'état des interfaces influe significativement sur le seuil d'endommagement [196], dont les valeurs mesurées à la surface des matériaux sont généralement inférieures à celles déterminées dans le volume. N. Bloembergen explique alors que la présence de rayures ou d'impuretés [197] induit une augmentation locale du champ électromagnétique, amorçant le processus de détérioration et réduisant le niveau de puissance maximal toléré par les matériaux. Par exemple, l'amélioration de la qualité de surface en passant d'un polissage mécanique à un polissage par un faisceau d'ions argon ( $\text{Ar}^+$ ) permet d'augmenter le seuil d'endommagement d'un facteur allant de 2 à 6 pour des surfaces de saphir [198]. En outre, l'équipe de Bass a également démontré que le processus d'endommagement laser peut être cumulatif [199]. En effet, dans le cas de la silice, l'exposition à de multiples impulsions laser produit des défauts

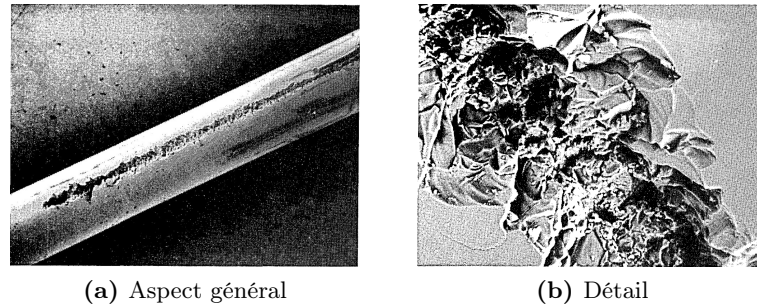
microscopiques indétectables. De sorte que l'apparition de dégâts macroscopiques intervient à des puissances moindres que lors des mesures de seuil d'endommagement avec une seule impulsion. Parmi les phénomènes physiques susceptibles de conduire *in fine* à la détérioration des matériaux, l'hypothèse d'effet d'avalanche électronique (*Electric avalanche breakdown* en anglais) est privilégiée [200], notamment pour les matériaux diélectriques tels que le verre. Le champ électrique excitateur du faisceau laser peut être suffisamment intense pour libérer certains électrons des atomes, entraînant l'établissement d'un plasma. Les électrons du plasma absorbent alors de plus en plus d'énergie du faisceau laser incident, produisant un échauffement local du milieu pouvant mener jusqu'à la rupture ou la fusion du matériau. Ces effets thermiques ont été mis en évidence par B. C. Stuart [201, 202] en observant l'aspect, illustré sur la figure 4.2, des trous d'ablation d'un verre de silice soumis au faisceau d'un laser Ti:Saphir. L'inclusion d'impuretés, et spécifiquement de métaux, contribue aussi fortement aux effets thermiques [203] en raison de leur absorption élevée. L'expansion rapide et la rupture due à la dilatation thermique s'accompagnent couramment d'un claquement sonore et d'un flash lumineux [204].



**FIGURE 4.2** – Image au microscope optique de l'endommagement d'un verre de silice produit par un laser Ti:Saphir émettant des impulsions de 900 ps à  $\lambda = 1053$  nm, d'après [202].

La plupart des études sur le seuil d'endommagement concernent des matériaux massifs. Toutefois, la détérioration de fibres optiques a été observée [205] en utilisant la troisième harmonique à  $\lambda = 392$  nm d'un laser Nd:YAG. De la même façon, la puissance maximale pouvant se propager sans dégrader la fibre varie fortement en fonction de l'état de surface des facettes d'entrée et de sortie de la fibre. Par exemple, la réduction du seuil d'endommagement due à la présence de poussières est estimée

d'un facteur deux. L'aspect des dégâts, représenté sur la figure 4.3, diffère de celui constaté sur le matériau massif. L'endommagement se traduit ici par l'apparition d'une fissure le long de la fibre.



**FIGURE 4.3** – Image au microscope optique de l'endommagement d'une fibre optique dans laquelle est injecté le faisceau d'un laser Nd:YAG émettant des impulsions de 5 ns à  $\lambda = 392$  nm, d'après [205].

L'altération des matériaux est un problème récurrent depuis l'utilisation des premiers lasers. Les mesures réalisées au cours des dernières décennies sont entachées d'incertitudes en raison de l'influence des conditions expérimentales, les valeurs déterminées pour la silice variant parfois d'un facteur 100. Par ailleurs, certaines interrogations demeurent sur les mécanismes à l'origine de l'endommagement comme le pointe une étude effectuée en 2008 [206]. Il est alors proposé en 2009 de réévaluer les estimations précédentes, notamment sur les fibres optiques [207] pour lesquelles les valeurs de puissance seuil apparaissent 50 fois supérieures aux études antérieures – par exemple [208].

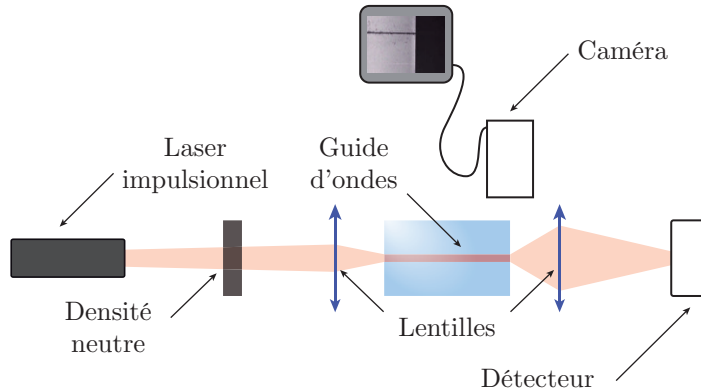
#### 4.3.2 Mesures sur guides d'onde échangés

Dans la suite, nous cherchons à évaluer la limite en puissance imposée par le seuil d'endommagement des guides d'onde réalisés par échange d'ions argent sur verre. Notre étude porte ici uniquement sur les guides enterrés sous champ et les guides de surface présentés dans les chapitres précédents. Pour rappel, les premiers présentent de faibles pertes par propagation, de l'ordre de 0,1 dB/cm, avec une aire effective d'environ  $14 \mu\text{m}^2$ . Alors que les seconds offrent un meilleur confinement, l'aire effective étant divisée par 3, mais au prix de pertes plus élevées, environ 1 dB/cm.



#### 4.3.2.1 Banc de caractérisation

Pour cette mesure, le guide à tester est placé sur le banc illustré sur la figure 4.4. Le faisceau laser est focalisé sur la facette d'entrée du guide avec une lentille asphérique. Nous disposons ici de plusieurs lentilles avec différentes ouvertures numériques afin d'optimiser le couplage en fonction de la taille du mode des guides. En sortie de guide, le faisceau est collecté avec une lentille de focale 15,52 mm et d'ouverture numérique  $NA = 0,16$  (*Thorlabs C260TM-B*) et l'énergie mesurée avec un détecteur pyroélectrique<sup>1</sup> (*Ophir PE-9*). La sensibilité de ce détecteur est limitée à 0,2  $\mu\text{J}$ . Pour les énergies inférieures nous utilisons alors un photodétecteur (*Thorlabs S122C*) afin de mesurer la puissance moyenne du faisceau. Nous avons vérifié le comportement linéaire de ce photodétecteur pour des puissances moyennes allant jusqu'à 400  $\mu\text{W}$ , correspondant à une énergie de 0,4  $\mu\text{J}$  à 1 kHz. Avant injections dans les guides d'onde, l'énergie incidente est atténuée à l'aide de différentes densités neutres dont les valeurs d'atténuation ont été préalablement caractérisées en régime impulsionnel. Nous avons ainsi pu vérifier que l'énergie des impulsions est atténuée dans les mêmes proportions que la puissance d'un laser continu et nous disposons ainsi d'atténuations de 3, 5, 6, 10 et 16 dB.



**FIGURE 4.4** – Banc de caractérisation utilisé pour la mesure du seuil d'endommagement.

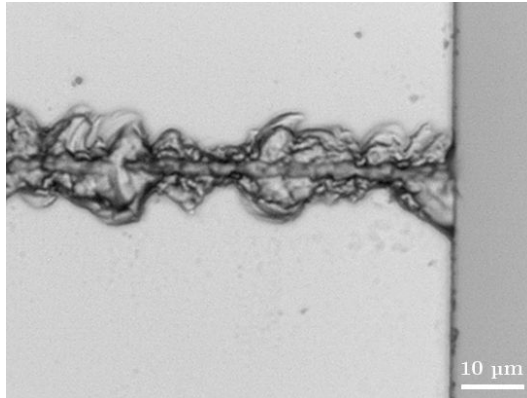
Une caméra CCD silicium montée sur un statif permet de contrôler en temps réel l'aspect des guides d'onde. La densité de puissance couplée dans le guide est augmentée progressivement en changeant de densité neutre. L'endommagement des

<sup>1</sup> L'effet pyroélectrique correspond à la variation de potentiel aux bornes d'un matériau lorsque la température de ce dernier varie. Ainsi, l'énergie du faisceau laser est déterminée à partir de l'échauffement d'un matériau absorbant soumis au rayonnement infrarouge.

guides est alors directement visible sur le retour vidéo de la caméra. De plus, l'apparition des dégâts est systématiquement accompagnée d'un flash lumineux et d'un claquement sonore.

#### 4.3.2.2 Guides enterrés

Nous caractérisons tout d'abord les guides enterrés sous champ avec ce banc de mesure. En augmentant la puissance couplée avec une lentille de distance focale 11,27 mm et d'ouverture numérique 0,20 (*Thorlabs C220TME-A*), la dégradation des guides intervient en premier lieu, dans le cas des guides enterrés, sur la facette de sortie. Si l'énergie couplée dans le guide est maintenue, l'endommagement du guide est caractérisé par un point lumineux qui se propage le long du guide vers l'entrée. À la suite de ce phénomène, le guide, dont une image est représentée sur la figure 4.5, est complètement détruit.



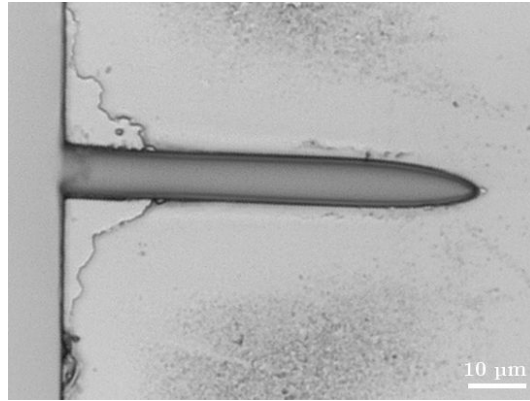
**FIGURE 4.5** – Image au microscope optique de l'endommagement des guides enterrés au niveau de la facette de sortie.

L'aspect du guide d'onde ainsi endommagé est très similaire à celui des fibres optiques de la figure 4.3 observé par S. W. Allison *et coll.* [205]. Lorsque le couplage est volontairement interrompu, par exemple en déplaçant latéralement le substrat, le processus d'endommagement du guide cesse immédiatement et aucune altération subséquente du verre n'est observée. Les différents guides présents sur le substrat sont endommagés pour une valeur similaire d'énergie couplée, à savoir  $(4,6 \pm 0,2) \mu\text{J}$ , soit d'après l'équation (4.1b) une puissance crête de  $(9,2 \pm 0,4) \text{kW}$  pour des impulsions de 500 ps. La densité de puissance seuil est alors calculée comme le rapport de la puissance crête mesurée en sortie de guide sur l'aire effective du mode. Ainsi, pour

les guides enterrés nous estimons à  $(65 \pm 39)$  GW/cm<sup>2</sup> le seuil d'endommagement<sup>1</sup>.

#### 4.3.2.3 Guides de surface

En raison du fort confinement et des pertes plus importantes, la détermination du seuil d'endommagement des guides de surface est moins aisée. Ici, le faisceau laser est couplé dans le guide à l'aide d'une lentille de distance focale 5,96 mm et d'ouverture numérique 0,40 (*Thorlabs* A110TM-B). Cette lentille a été choisie pour obtenir une taille de faisceau au point de focalisation proche de celle du mode guidé. En outre, l'énergie en sortie de guide étant inférieure ou égale à la sensibilité du détecteur pyroélectrique, à savoir 0,2 µJ, nous utilisons le photodétecteur (*Thorlabs* S122C) pour mesurer la puissance moyenne du faisceau. Comme précédemment, la dégradation des guides est identifiée par l'émission d'un flash lumineux et d'un claquement sonore. En revanche, dans ce cas, l'endommagement a lieu au niveau de la facette d'entrée des guides. Comme le montre la figure 4.6, les guides sont détruits sur une centaine de micromètres. Suite à la dégradation du guide, la puissance couplée diminue brutalement et l'endommagement s'arrête.



**FIGURE 4.6** – Image au microscope optique de l'endommagement des guides de surface au niveau de la facette d'entrée.

L'aspect lisse des bords tend à privilégier l'hypothèse d'une détérioration résultant de la fusion du verre. Nous vérifions en déplaçant latéralement le substrat, qu'avec la même densité de puissance sur la facette d'entrée, seuls les guides sont

---

<sup>1</sup> Les incertitudes élevées correspondent à l'utilisation de densités optiques avec des valeurs d'atténuation discrètes. L'endommagement intervient systématiquement en l'absence de densité, et ne se produit pas avec la première densité d'atténuation 3 dB, ce qui correspond à une incertitude de 50 %.

endommagés et pas le verre non-échangé. La dégradation des guides d'onde de surface se produit pour une puissance moyenne mesurée en sortie de guide de l'ordre de  $(200 \pm 20) \mu\text{W}$ , soit une énergie de  $0,2 \mu\text{J}$ . La mesure a été reproduite en doublant le taux de répétition  $f_{\text{rép}}$  du laser impulsionnel, passant de 1 kHz à 2 kHz. La puissance moyenne à l'endommagement est également doublée, ce qui montre que le seuil d'endommagement ne dépend pas de la puissance moyenne mais uniquement de l'énergie des impulsions ou de leur puissance crête. En considérant les pertes par propagation, nous estimons l'énergie couplée en entrée de guide à  $(0,5 \pm 0,1) \mu\text{J}$  et donc pour des impulsions de 500 ps, une puissance crête de  $(1,0 \pm 0,2) \text{kW}$ . Toutefois, notons qu'il s'agit d'une estimation haute. En effet il a été observé pour l'un des guides testés un endommagement sur la facette de sortie pour une puissance moyenne de sortie de  $(220 \pm 20) \mu\text{W}$ , soit une énergie de  $0,22 \mu\text{J}$ . En outre, les guides de surface sont beaucoup plus exposés aux éventuels défauts de surface, tels que des microrayures ou des poussières, limitant la reproductibilité de cette mesure. Finalement, avec une aire effective de  $4,8 \mu\text{m}^2$ , nous évaluons à  $(21 \pm 10) \text{GW}/\text{cm}^2$  le seuil d'endommagement des guides de surface, qui est donc inférieur à celui des guides enterrés.

### 4.3.3 Origine de l'endommagement : agrégats d'argent

À notre connaissance, il s'agit de la première mise en évidence de l'endommagement de guides d'onde réalisés par échange d'ions. Nous cherchons alors à déterminer l'origine de l'endommagement des guides. Une des causes possibles est la filamentation par l'autofocalisation du faisceau laser [209]. Les densités de puissance de l'ordre de la dizaine de gigawatts par centimètre carré induisent par effet Kerr optique, décrit ultérieurement dans la section 4.4, une augmentation locale de l'indice du matériau, provoquant une autofocalisation (*Self-Focusing* (SF) en anglais) du faisceau et donc un accroissement de la densité de puissance, qui à son tour produit une augmentation de l'indice. Le phénomène peut donc s'emballer, jusqu'à la rupture du matériau. L'effet d'autofocalisation est significatif lorsque la puissance atteint une valeur critique  $P_{\text{SF}}$  déterminée d'après [206] :

$$P_{\text{SF}} = \frac{0,148\lambda^2}{n_2 n} \quad (4.2)$$

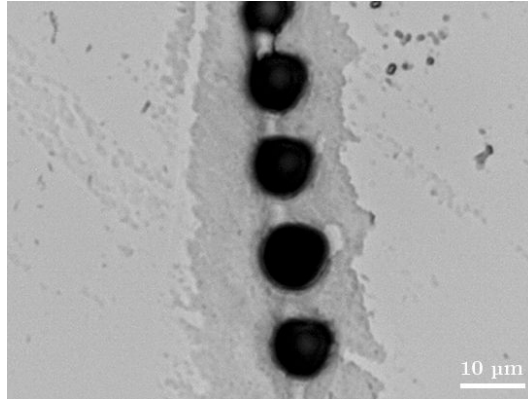
avec  $n_2$  l'indice non-linéaire, dont la définition sera donnée dans la section 4.4. En prenant la valeur de l'indice non-linéaire de la silice  $n_2 = 2,7 \cdot 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$  et comme indice du verre  $n = 1,51$ , la puissance critique à  $\lambda = 1064 \text{nm}$  est de l'ordre de

4,1 MW. L'endommagement des guides se produit pour des puissances largement inférieures à cette puissance critique, nous pouvons donc conclure que le mode guidé n'est pas affecté par l'autofocalisation du faisceau. L'origine de l'endommagement des guides est alors à chercher ailleurs. Comme le suggère la littérature, les inclusions d'impuretés métalliques [203] favorisent les effets thermiques dans les mécanismes d'endommagement. Nous pourrions donc attribuer donc la limite en puissance pouvant se propager dans les guides d'onde à la formation d'agrégats d'argent métallique lors de l'échange d'ions. Pour vérifier cette hypothèse, deux caractérisations complémentaires ont été menées : la mesure du seuil d'endommagement du verre GO14 massif et l'étude du spectre de transmission des guides d'onde dans le visible.

### 4.3.3.1 Cas du verre GO14 massif

Dans un premier temps, un substrat vierge de GO14, préalablement nettoyé en salle blanche, est placé dans le faisceau laser focalisé avec une lentille asphérique de distance focale 5,96 mm (*Thorlabs* A110TM-B) pour accéder à de fortes densités de puissance. Dans ces conditions, nous n'observons pas d'endommagement du verre même pour la densité de puissance maximale de l'ordre de  $530 \text{ GW/cm}^2$ . Pour tester le rôle de l'argent, un substrat est alors plongé dans un bain de sels contenant du nitrate d'argent ( $\text{AgNO}_3$ ) pendant 45 min à  $330^\circ\text{C}$ . Le verre est échangé sur toute sa surface et sur une profondeur estimée à  $8 \mu\text{m}$ . Ensuite, ce substrat est placé dans le faisceau laser, ce dernier étant focalisé au niveau de la surface échangée. La densité de puissance est augmentée progressivement à l'aide de densités neutres. Lorsque la puissance crête atteint 4 kW, c'est à dire une densité de puissance de  $(143 \pm 64) \text{ GW/cm}^2$ , un flash lumineux et un crépitement sont perceptibles. L'intensité sonore et lumineuse s'accroît en augmentant la puissance incidente. Les dommages sont quasiment imperceptibles à l'œil nu, le substrat est donc inspecté à l'aide d'un microscopique optique, dont une image avec un grossissement de  $800\times$  est représentée sur la figure 4.7.

L'endommagement du verre GO14 traité à l'argent en surface est ainsi caractérisé par la formation de trous d'ablations d'une dizaine de micromètres de diamètre, similaires à ceux observés par Stuart [202] sur la figure 4.2(a). La trace sombre de part et d'autre des trous sur la figure 4.7 correspond au dépôt de la matière expulsée par l'ablation et peut être retirée en nettoyant le substrat. La densité de puissance nécessaire pour produire ces trous d'ablation est deux fois supérieure à celle corres-



**FIGURE 4.7** – Image au microscope optique de l'endommagement du verre GO14 ayant subi un échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$  de 40 min à 330 °C.

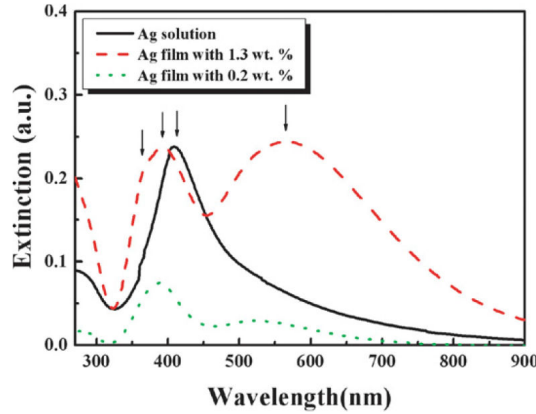
pondant au seuil d'endommagement mesuré pour les guides enterrés. Cette différence significative est attribuée à l'état de la surface. En effet, le polissage des arêtes des guides d'onde introduit des défauts qui n'induisent pas de diffraction – car largement inférieurs à la longueur d'onde – mais qui sont suffisants pour amorcer la dégradation des guides d'onde à de plus faibles puissances. Le polissage de la surface du verre, réalisé par le fournisseur, est en revanche de meilleure qualité. Ceci explique que la détérioration des guides d'onde démarre systématiquement par la facette d'entrée ou de sortie. La contribution de l'argent dans le mécanisme d'altération du verre GO14 est donc clairement mise en évidence.

#### 4.3.3.2 Transmission des guides d'onde dans le visible

La seconde caractérisation effectuée afin de mettre en évidence le rôle de l'argent dans l'endommagement des guides consiste à déterminer la transmission des guides d'onde dans le visible. En effet, si comme nous le supposons, c'est l'argent qui absorbe la lumière et déclenche l'endommagement des guides, il doit s'agir d'argent métallique. La mesure du spectre de transmission des guides aux longueurs d'onde visibles devrait permettre de révéler la présence d'argent, dont une bande d'absorption se situe entre 300 nm et 700 nm, comme le montre la figure 4.8.

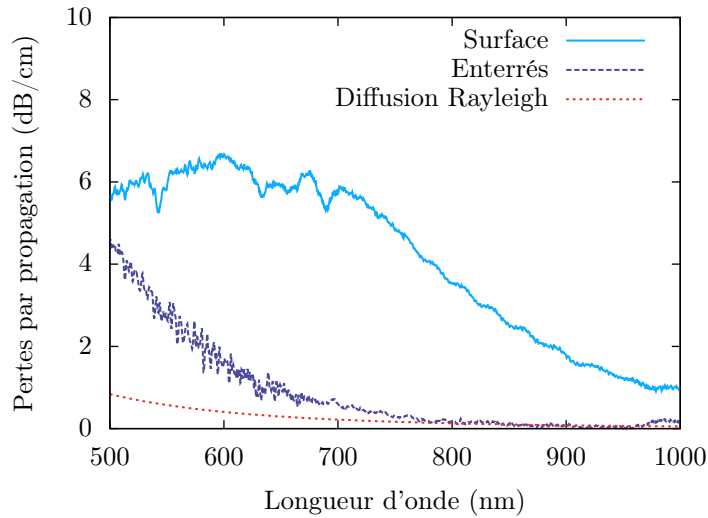
Pour cela, une source large bande (*Leukos*, SM-20) couvrant l'ensemble du spectre visible<sup>1</sup> a été utilisée. La lumière blanche est injectée dans les guides d'onde et col-

<sup>1</sup> En l'occurrence il s'agit d'une source supercontinuum dont le spectre s'étend sur toute la bande de transmission de la silice, de 400 nm à 2 µm.



**FIGURE 4.8** – Spectre d’absorption mesurés pour les nanoparticules d’argent en solution colloïdale et en couche mince, d’après [210].

lectée en sortie de guide à l’aide de fibres optiques monomodes à 780 nm (*Thorlabs* 780HP). Le spectre est ensuite acquis avec un spectromètre à réseau (*Ocean Optics, Inc.* USB2000+). Les mesures pour les guides de surface et les guides enterrés sous champ sont normalisées par rapport au spectre de la source. Les spectres sont également normalisés en longueur, ce sont donc les pertes par propagations, en dB/cm, dans les guides qui sont ainsi caractérisées sur la figure 4.9.



**FIGURE 4.9** – Spectre des pertes par propagation mesurées pour les guides de surface et les guides enterrés sous champ.

Nous notons alors une similitude remarquable entre le spectre mesuré pour les guides de surface et celui obtenu par B. Choi *et coll.* [210] pour un film d’argent mé-

tallique. De même, le spectre de transmission des guides enterrés présente une signature similaire à celle de nanoparticules d'argent en solution colloïdale [210]. Toutefois, dans ce dernier cas, nous n'avons pas accès aux longueurs d'onde de l'ultraviolet qui permettent d'observer la décroissance de l'absorption de l'argent et donc de la distinguer de la diffusion Rayleigh. C'est pourquoi, les spectres sont également comparés à la diffusion Rayleigh intrinsèque aux guides et modélisé par une loi en  $\lambda^{-4}$  [211]. Nous avons calculé la contribution de la diffusion Rayleigh en supposant qu'il s'agit de la seule source de pertes par propagation autour de  $1\text{ }\mu\text{m}$  dans les guides enterrés. En l'absence de contribution de l'absorption de l'argent à ces longueurs d'onde, les pertes optiques dans les guides d'onde proviennent donc uniquement de la diffusion de la lumière due aux irrégularités des bordures ou à l'inhomogénéité du verre. Ce phénomène seul ne parvient cependant pas à expliquer les pertes aux courtes longueurs et nous attribuons la contribution supplémentaire à la présence d'argent, sous forme métallique.

Le spectre mesuré sur les guides de surface présente la signature d'un dépôt d'argent métallique à la surface du verre. Nous supposons que la présence d'une couche mince d'argent métallique à la surface du verre est issue de la réduction des ions  $\text{Ag}^+$  au contact de l'atmosphère, *via*  $\text{O}_2$  ou  $\text{H}_2\text{O}$ , et ce malgré l'étape de passivation après l'échange. Par ailleurs, le spectre mesuré pour les guides enterrés semble indiquer la présence d'argent métallique résiduel sous forme de particules isolées. L'enterrage permet donc, en s'éloignant de la surface de diminuer la réduction de l'argent mais pas de s'en affranchir complètement. Cette hypothèse est corroborée par la mesure des pertes de propagation au chapitre 3.

#### 4.3.4 Synthèse : endommagement des guides intégrés sur verre par échange d'ions $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$

Comme l'indiquait la littérature, la mesure du seuil d'endommagement n'est pas aisée à effectuer de manière précise car les conditions expérimentales – microfissures, poussières – ne sont pas facilement contrôlables. Nous sommes néanmoins parvenu à distinguer deux comportements distincts pour les guides de surface et les guides enterrés. À partir des différentes observations, nous conjecturons qu'une partie de l'énergie incidente est absorbée par l'argent métallique, entraînant un échauffement local du verre. La forte densité d'argent métallique, conduit à un échauffement suffisant pour atteindre la fusion du verre dans le cas des guides de surface. Pour les



guides enterrés, l'échauffement est probablement moindre, les pertes par absorption associées à l'argent étant plus faibles. Le guide est ici détruit en raison de la dilatation du guide dans la matrice de verre avec une expulsion de matière. Il apparaît donc que la présence en plus grande quantité d'argent métallique dans les guides de surface explique à la fois les pertes de propagation plus élevées et un seuil d'endommagement plus faible que pour les guides enterrés. Les valeurs maximales de puissance et de densité de puissance supportées par les guides avant endommagement sont reportées dans le tableau 4.2.

		Guide de surface	Enterrage sous champ
$P_{\max}$	(kW)	$1,0 \pm 0,2$	$9,2 \pm 0,4$
$I_{\max}$	(GW/cm <sup>2</sup> )	$21 \pm 10$	$65 \pm 39$

**TABLEAU 4.2** – Synthèse des résultats de la mesure de la puissance maximale avant endommagement des guides.

Le seuil d'endommagement des guides d'onde réalisés par échange d'ions argent limite la densité de puissance qu'il est effectivement possible de propager. Néanmoins, la puissance crête maximale dans les guides d'onde peut atteindre des valeurs de l'ordre du kilowatt – 1,0 kW pour les guides de surface et 9,2 kW pour les guides enterrés. Se pose alors la question des effets non-linéaires pouvant intervenir au cours de la propagation dans ces guides d'onde pour de telles puissances.

## 4.4 Phénomènes non-linéaires en optique intégrée

Les premiers dispositifs d'optique non-linéaire sont imaginés pour le contrôle tout optique du signal. L'interaction non-linéaire d'ondes optiques permet en effet d'envisager des temps de réponse courts autorisant d'augmenter la vitesse de traitement de l'information. Ainsi, de nombreux concepts sont décrits théoriquement au cours des années 1980 [163] puis intégrés principalement sur des substrats de semiconducteur ou de niobate de lithium (LiNbO<sub>3</sub>). Sur verre, les premières observations de phénomènes non-linéaires sont effectuées sur fibres optiques pendant les années 1970, notamment par R. H. Stolen *et coll.* aux *Bell Labs* [212]. La génération de longueurs d'ondes autres que celles injectées dans les fibres suite aux interactions non-linéaires est alors

considérée comme un phénomène parasite limitant la puissance pouvant se propager sans perturbation dans les fibres optiques pour les télécommunications [213]. Toutefois, à la fin du XX<sup>e</sup> siècle, se manifeste un intérêt fort pour l'utilisation d'effets non-linéaires dans les fibres pour la création d'un nouveau type de source. En effet, J. K. Ranka *et coll.* obtinrent la génération d'un spectre continu s'étendant de 390 à 1600 nm en injectant des impulsions de 100 fs et 8 kW crête dans 75 cm de fibre microstructurée [214]. Ce type de spectre, dit *supercontinuum*, résulte de la combinaison de plusieurs effets non-linéaires du troisième ordre [215]. Plus récemment, des travaux rapportent la génération de supercontinuum sur puce à partir d'impulsions femtosecondes avec des guides en spirale réalisés avec un verre haut indice déposé sur silice en 2010 [216], et en silice sur silicium en 2014 [217]. Pour les deux études, il s'agit de guides gravés à saut d'indice offrant un très fort confinement. Concernant les guides à gradient d'indice, la première mention de phénomènes non-linéaires date de 1987 [218], et concerne le mélange à quatre ondes dans un guide d'onde planaire obtenu par échange d'ions Na<sup>+</sup>/K<sup>+</sup> dans un verre dopé avec un semiconducteur, en l'occurrence un alliage de chalcogénures de cadmium (CdSSe). Peu après, l'échange Na<sup>+</sup>/K<sup>+</sup> sur un substrat de verre B270 de *Schott* est utilisé dans le cadre de l'observation de solitons [219]. Depuis, à notre connaissance, aucune étude ne s'est intéressée aux phénomènes non-linéaires dans les guides d'onde intégrés sur verre par échange d'ions. Dans la suite nous proposons donc d'explorer les effets pouvant se produire dans les guides réalisés par échange Na<sup>+</sup>/Ag<sup>+</sup> dans notre verre borosilicate GO14.

#### 4.4.1 Polarisation non-linéaire du troisième ordre

Les effets non-linéaires résultent de l'interaction de l'onde électromagnétique avec le milieu de propagation dont la réponse, c'est à dire la polarisation  $P$ , est non-linéaire lorsque le champ excitateur  $E$  est fort. La réponse du milieu est alors approximée en utilisant un développement en série de Taylor faisant apparaître les ordres supérieurs. Dans le cas des matériaux centrosymétriques, c'est à dire qui comportent un centre d'inversion, seuls les ordres impairs interviennent dans la réponse. Dans le cas du verre, nous nous limitons au troisième ordre, ce qui se traduit par une polarisation non-linéaire  $P_{\text{NL}}$ <sup>1</sup> :

$$P = \epsilon_0 \chi E + P_{\text{NL}} \quad \text{avec} \quad P_{\text{NL}} = 4\chi^{(3)}E^3 \quad (4.3)$$

---

<sup>1</sup> Nous reprenons ici le formalisme de Saleh et Teich dans le *Fundamentals of photonics* [211]. L'écriture de la polarisation peut différer de celle employée dans d'autres ouvrages.

où  $\chi$  est la susceptibilité linéaire et  $\chi^{(3)}$  la susceptibilité non-linéaire du troisième ordre. Cette dernière est représentée mathématiquement par un tenseur dont les coefficients dépendent des fréquences, pouvant être différentes, des champs  $E$  incidents. Dans la suite, nous considérerons uniquement une valeur scalaire correspondant à une interaction particulière, à des fréquences particulières, que nous souhaitons étudier<sup>1</sup>. La polarisation non-linéaire  $P_{\text{NL}}$  introduit alors un terme de source dans l'équation d'onde qui caractérise la propagation dans le milieu :

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad (4.4)$$

Ainsi, en se propageant, le champ induit l'émission de radiations qui en raison de la non-linéarité, n'ont pas nécessairement la même fréquence que l'onde incidente. Par conséquent, pour étudier les différents effets associés à la polarisation non-linéaire, nous nous plaçons dans le domaine de Fourier – avec  $E(\omega)$  et  $P(\omega)$  les transformées de Fourier respectives du champ  $E(t)$  et de la polarisation  $P(t)$ . Deux types d'interactions non-linéaire du troisième ordre peuvent être obtenus : l'effet Kerr optique et le mélange à quatre ondes.

#### 4.4.2 Effet Kerr optique

Considérons dans un premier temps un champ exciteur  $E(\omega_0)$  monochromatique à la fréquence  $\omega_0$ . La polarisation non-linéaire contient alors deux composantes aux fréquences  $\omega_0$  et  $3\omega_0$  [211] :

$$P_{\text{NL}}(\omega_0) = 3\chi^{(3)}|E(\omega_0)|^2 E(\omega_0) \quad (4.5a)$$

$$P_{\text{NL}}(3\omega_0) = \chi^{(3)}E(\omega_0)^3 \quad (4.5b)$$

Le terme  $P_{\text{NL}}(3\omega_0)$  est à l'origine de la génération de troisième harmonique. Cependant, l'efficacité de la conversion d'énergie est généralement faible et ce terme est souvent négligé. La composante  $P_{\text{NL}}(\omega_0)$  correspond quant à elle à l'effet Kerr optique<sup>2</sup>. L'induction électrique dans le milieu de propagation s'écrit alors comme  $D(\omega_0) = [\epsilon_0(1 + \chi) + 3\chi^{(3)}|E(\omega_0)|^2] E(\omega_0)$ . La polarisation non-linéaire est alors as-

---

<sup>1</sup> Pour une description analytique complète et détaillée, nous renvoyons le lecteur notamment vers les publications de N. Bloembergen [220].

<sup>2</sup> On parle d'effet Kerr optique en raison de la similitude avec l'effet Kerr électro-optique.

sociée à une variation  $\Delta\chi$  de la susceptibilité :

$$\epsilon\Delta\chi = 3\chi^{(3)}|E(\omega_0)|^2 = 6\chi^{(3)}\eta I \quad (4.6)$$

avec  $I$  l'intensité du champ et  $\eta = 1/n\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  l'impédance du matériau. L'indice de réfraction  $n$  étant défini comme  $n^2 = 1 + \chi$ , la variation de susceptibilité implique donc une variation d'indice  $\Delta n$  :

$$\Delta n = \frac{3\eta}{\epsilon_0 n} \chi^{(3)} I \equiv n_2 I \quad (4.7)$$

Notons que (4.7) est identique à l'équation (3.5) utilisée dans le chapitre 3 pour la définition de l'aire effective. En effet, la réponse non-linéaire peut être traitée comme une faible perturbation de l'indice qui dépend de l'intensité  $n(I) = n + n_2 I$  avec  $n_2$  la contribution non-linéaire de l'indice.

#### 4.4.2.1 Automodulation de phase

Au cours de la propagation sur une distance  $L$ , l'onde à la fréquence  $\omega_0$  accumule une phase  $\varphi = -n(I)k_0 L$ . Dans le cas d'un faisceau de puissance  $P$  répartie uniformément sur une surface  $A_{\text{eff}}$ , le déphasage non-linéaire  $\Delta\varphi_{\text{NL}}$  est alors donné par :

$$\Delta\varphi_{\text{NL}} = -n_2 I k_0 L = -n_2 \frac{\omega_0}{c_0} \frac{P}{A_{\text{eff}}} L \quad (4.8)$$

Cet effet est alors appelé automodulation de phase (*Self-Phase Modulation* (SPM), en anglais). Avec les sources laser impulsionnelles, l'intensité  $I(t)$  varie sur la durée  $\tau$  de l'impulsion, auquel cas la fréquence présente également une dépendance temporelle et la fréquence dite instantanée  $\omega_i$  est définie comme :

$$\omega_i = \omega_0 + \frac{d\varphi}{dt} \quad (4.9)$$

L'automodulation de phase induit alors une variation  $\Delta\omega_i$  de la fréquence instantanée :

$$\Delta\omega_i = -n_2 \frac{\omega_0}{c_0} \frac{dI}{dt} L \quad (4.10)$$

De sorte que sur la partie croissante de l'impulsion, la fréquence diminue alors que sur la partie décroissante, la fréquence augmente. On parle alors respectivement de décalage vers le bleu (*blue shift* en anglais) et décalage vers le rouge (*red shift*). Le spectre de l'impulsion s'élargit donc autour de la fréquence centrale  $\omega_0$ . Cet élar-

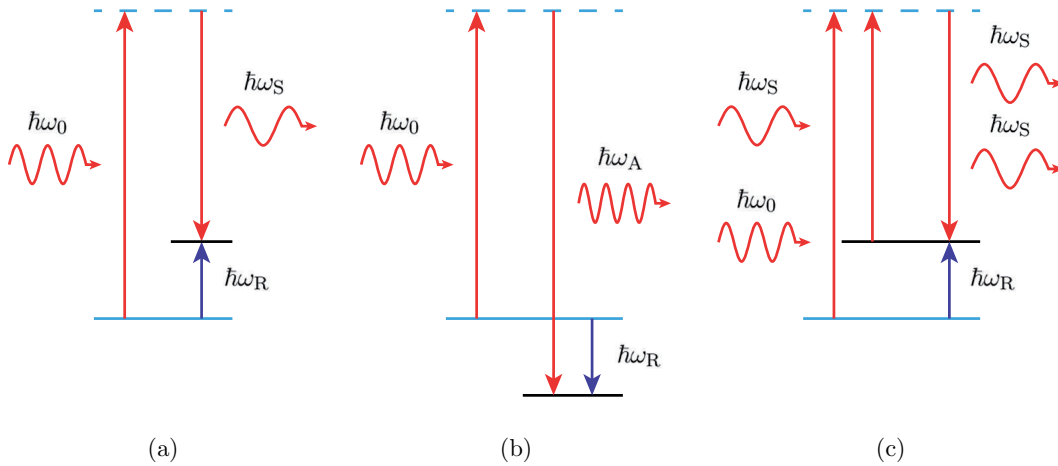
gissement spectral a été observé dans le verre par R. R. Alfano [221] puis dans les fibres optiques par R. H. Stolen [222].

#### 4.4.2.2 Diffusion Raman

Généralement, la susceptibilité non-linéaire est représentée par une grandeur complexe  $\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + j\chi_I^{(3)}$ . L'automodulation de phase contient donc à la fois un terme de déphasage  $e^{-j\varphi}$  et un terme d'amplitude  $e^{1/2\gamma L}$  avec le coefficient  $\gamma$  défini, pour une puissance  $P$  et une aire effective  $A_{\text{eff}}$ , selon [211] :

$$\gamma = \frac{3\eta}{\epsilon_0 n} \chi_I^{(3)} \frac{\omega_0}{c_0} \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad (4.11)$$

Si l'onde est amplifiée dans le milieu, le coefficient  $\gamma$  est positif – on parle alors de coefficient de gain. À l'inverse, si l'onde est atténuée le coefficient  $\gamma$  est négatif – et l'on parle de coefficient d'atténuation. le coefficient  $\gamma$  contient plusieurs contributions correspondant à différents types d'interactions impliquant différentes combinaisons de fréquences. Parmi les différents processus de transfert d'énergie, se trouve notamment la diffusion Raman, associée à l'interaction inélastique [223] avec les modes de vibration du matériau, appelés phonons, telle que représentées sur la figure 4.10.



**FIGURE 4.10** – Diffusion inélastique et transfert d'énergie avec un phonon dans le cas (a) Stokes, (b) anti-Stokes et (c) stimulé.

Au cours de la propagation la lumière, composée d'un flux de photons d'énergie  $\hbar\omega_0$ , l'interaction avec les phonons peut avoir lieu suivant deux types mécanismes (a) et (b) représentés sur la figure 4.10. Il s'agit d'une transition dite *Stokes* lorsqu'une

partie  $\hbar\omega_R$  de l'énergie du photon incident est cédée au milieu sous forme d'un phonon et *anti-Stokes* dans le cas où le photon acquiert l'énergie  $\hbar\omega_R$  d'un phonon.

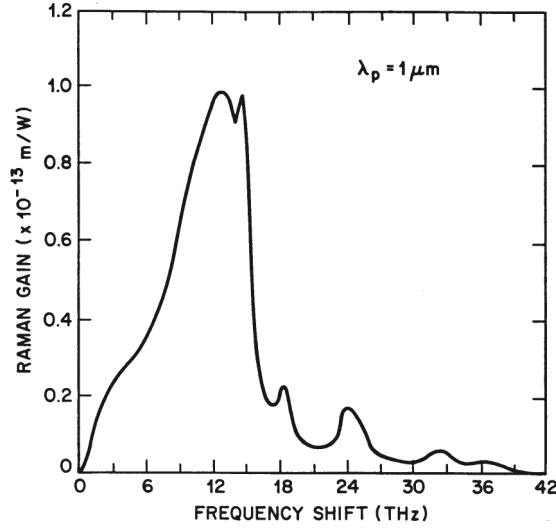
La diffusion Raman introduit donc une radiation dont la fréquence est décalée, correspondant à une énergie  $\hbar\omega_S$  inférieure et une énergie  $\hbar\omega_A$  supérieure à l'énergie incidente dans les cas Stokes et anti-Stokes respectivement. Ce dernier phénomène intervient avec une probabilité plus faible que pour l'émission Stokes. Les photons Stokes sont d'abord émis de façon spontanée, puis, si ceux-ci se propagent conjointement avec des photons de pompe, ils peuvent conduire à une émission Stokes stimulée (*Stimulated Raman Scattering* (SRS) en anglais) selon le schéma (c) de la figure 4.10. Le photon résultant de l'émission Raman stimulée a les mêmes caractéristiques de phase et de direction que le photon  $\hbar\omega_S$  incident. Le milieu agit alors comme un amplificateur et peut donc être caractérisé par un coefficient de gain Raman. Ce coefficient de gain correspond à celui défini par l'équation (4.11) avec la valeur de la susceptibilité non-linéaire associée la différence de fréquence entre la pompe et le signal Stokes. Dans le cas du verre, matériau amorphe par nature, les phonons ne sont pas associés à une seule énergie mais un continuum d'énergies, les radiations émises par diffusion Raman présentent donc également un continuum de fréquence. Le spectre de gain Raman a été mesuré dans les fibres optiques par R. H. Stolen [224, 225] et présente un maximum pour un décalage fréquentiel de 13.2 THz comme le montre la figure 4.11. De sorte que dans la silice, les photons sont émis spontanément sur toute la largeur spectrale du gain Raman. Toutefois, l'amplification favorise l'émission correspondant au maximum du gain, soit  $\lambda = 1113,8 \text{ nm}$  avec un laser émettant à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ .

#### 4.4.3 Mélange à quatre ondes

Considérons maintenant le cas plus général où le champ est la superposition de trois ondes monochromatiques  $E(\omega_1)$ ,  $E(\omega_2)$  et  $E(\omega_3)$ . La polarisation non-linéaire induite comporte alors différentes composantes à différentes fréquences, combinaison des trois fréquences incidentes, par exemple :

$$P_{NL}(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3) = 6\chi^{(3)}E(\omega_1)E(\omega_2)E^*(\omega_3) \quad (4.12)$$

Le transfert d'énergie peut alors avoir lieu entre les quatre fréquences  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $\omega_3$  et  $\omega_4$ , si  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ . C'est pourquoi nous parlons de mélange à quatre ondes (*Four-Wave Mixing* (FWM), en anglais) pour décrire ce phénomène. En outre, en



**FIGURE 4.11** – Spectre de gain Raman de la silice mesuré avec une pompe à  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ , d'après [180].

supposant que chaque onde se propage avec un vecteur d'onde  $\mathbf{k}_i$ , la condition de phase  $\mathbf{k}_4 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3$  doit aussi être respectée.

Finalement, de manière générale, le mélange à quatre ondes peut être vu comme une interaction à quatre photons : les photons aux fréquences  $\omega_3$  et  $\omega_4$  s'annihilent et deux photons de fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont créés par fusion ou fission. Ce mécanisme est alors régi par les lois de conservation de l'énergie et du moment :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (4.13a)$$

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 \quad (4.13b)$$

En particulier, dans le cas partiellement dégénéré où  $\omega_3 = \omega_4 \equiv \omega_0$ , comme lorsque seule la puissance d'une source laser impulsionnelle se propage dans un guide, le mélange à quatre ondes produit deux fréquences situées symétriquement de part et d'autre de la fréquence centrale  $\omega_0$ . Par analogie à la diffusion Raman, ces fréquences sont qualifiées de Stokes et anti-Stokes. Le mélange à quatre ondes a de nouveau été observé dans les fibres par R. H. Stolen [226] mais aussi lors de la première expérience d'optique non-linéaire dans un guide réalisé par échange d'ions [218].

## 4.5 Non-linéarité des guides d'onde réalisés par échange d'ions

Finalement, chacun des effets décrits précédemment correspond à un transfert d'énergie vers d'autres longueurs d'ondes. La longueur d'onde initiale de la source est alors appelée *pompe* par analogie avec les lasers. Nous cherchons à déterminer lequel est susceptible d'être prédominant dans les guides d'onde réalisés par échange d'ions.

### 4.5.1 Régimes non-linéaires

Ces effets interviennent tous à des degrés divers dans la génération de supercontinuum. La modélisation de l'évolution du spectre au cours de la propagation repose sur la résolution numérique de l'équation non-linéaire de Schrödinger – qui découle de l'équation d'onde (4.4) en tenant compte de la polarisation non-linéaire. Une des méthodes classiques pour résoudre cette équation est la SSFM (angl. *Split-Step Fourier Method*) [180] qui consiste à résoudre une partie de l'équation dans le domaine temporel et l'autre partie dans le domaine fréquentiel. La génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées a notamment été étudiée de façon exhaustive par J. M. Dudley [215]. À partir de cette analyse complète, nous pouvons distinguer quatre régimes pour lesquels un type de conversion non-linéaire est privilégié en fonction des conditions de dispersion chromatique, normale ou anormale, et de la durée des impulsions, femtoseconde ou nanoseconde. Nous proposons une synthèse de l'étude de J. M. Dudley dans le tableau 4.3. Enfin, précisons qu'un soliton est une onde qui se propage sans se déformer, la dispersion chromatique et l'automodulation de phase se compensant.

Dispersion	Impulsions	
	femtosecondes	nanosecondes
normale	SPM	SRS
anormale	Fission de solitons	FWM

**TABLEAU 4.3** – Synthèse des effets non-linéaires prédominants pour chacun des quatre régimes non-linéaires. SPM = automodulation de phase, SRS = diffusion Raman stimulée et FWM = mélange à quatre ondes.



### 4.5.2 Détermination de la dispersion chromatique

Dans un premier temps, nous cherchons à déterminer le régime non-linéaire dans lequel se situent les guides d'onde que nous avons réalisés, en particulier en matière de dispersion chromatique. Un matériau est qualifié de dispersif lorsque son indice de réfraction varie avec la longueur d'onde, ce qui est le cas de tous les matériaux réels. Cette propriété a été mise en évidence par I. Newton [227] avec la dispersion du spectre de la lumière blanche à travers un prisme, l'angle de réfraction dépendant de l'indice de réfraction, qui lui-même dépend de la longueur d'onde. L'évolution de l'indice du verre en fonction de la longueur d'onde peut être décrite par une loi de Sellmeier [182] comme celle utilisée pour le calcul de l'indice du GO14 dans la section 3.3.1. La dispersion chromatique, aussi appelée dispersion de vitesse de groupe (*Group Velocity Dispersion* (GVD), en anglais), est déterminée à partir de la variation en fonction de la longueur d'onde de la vitesse de groupe dans un milieu dispersif, la vitesse de groupe étant la vitesse de propagation de l'enveloppe temporelle d'une impulsion, elle est définie comme :

$$v_g = c_0 \left( n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)^{-1} \quad (4.14)$$

Ainsi, en l'absence de dispersion –  $dn/d\lambda = 0$  – la vitesse de groupe  $v_g$  est égale à la vitesse de phase  $c = c_0/n$  définie par l'équation d'onde (2.6) au chapitre 2. La durée  $t$  nécessaire à une impulsion de longueur d'onde  $\lambda$  donnée pour parcourir la distance  $L$  est  $t = L/v_g$ . De sorte qu'après une distance  $L$ , deux longueurs d'ondes séparées de  $\Delta\lambda$  sont décalées d'un délai  $\Delta t$  :

$$\Delta t = \frac{d}{d\lambda} \left( \frac{1}{v_g} \right) L \Delta\lambda = -\frac{\lambda}{c_0} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} L \Delta\lambda \quad (4.15)$$

En télécommunication optique, la dispersion limite le débit car l'étalement temporel  $\Delta t$  des impulsions impose que celles-ci soient suffisamment espacées pour éviter le recouvrement entre deux impulsions consécutives [15]. L'étalement temporel d'une impulsion dans un milieu donné est alors quantifié par le coefficient de dispersion chromatique  $D_\lambda$  exprimé en ps/(km.nm) selon :

$$D_\lambda = -\frac{\lambda}{c_0} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (4.16)$$

Généralement, il existe une valeur particulière de la longueur d'onde  $\lambda_{\text{ZDW}}$  (angl.

*Zero-Dispersion Wavelength*) pour laquelle la dispersion chromatique est nulle. Par exemple,  $\lambda_{\text{ZDW}} \approx 1,3 \mu\text{m}$  dans les fibres optiques standard. Une impulsion centrée sur cette longueur d'onde peut donc se propager sur de grandes distances avec un étalement temporel réduit. Nous distinguons alors deux régimes de dispersion suivant la valeur du coefficient  $D_\lambda$  :

- *dispersion normale* :  $D_\lambda < 0$ , les courtes longueurs d'ondes se propagent plus lentement que les grandes longueurs d'ondes ;
- *dispersion anormale* :  $D_\lambda > 0$ , les courtes longueur d'ondes se propagent plus rapidement que les grandes longueurs d'ondes.

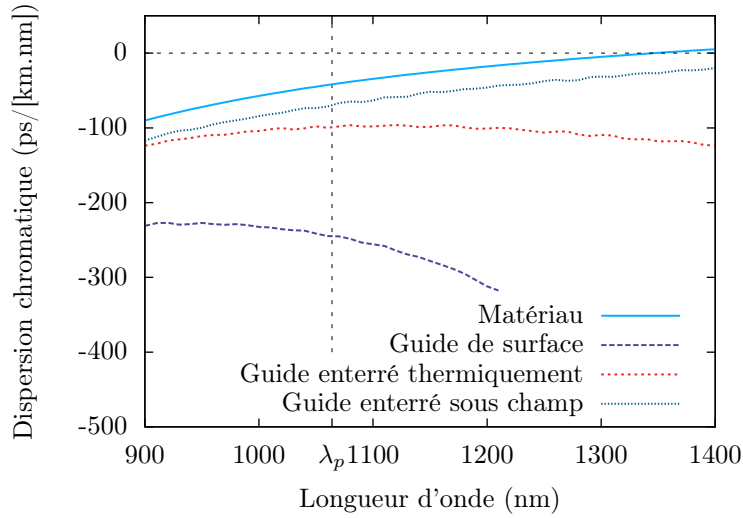
En optique non-linéaire, pour que le transfert d'énergie entre deux longueurs d'ondes  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  soit effectif, il faut que celles-ci se propagent conjointement, c'est à dire avec des vitesse de groupe similaire pour ne pas être séparées. La longueur critique (*Walk-Off length* en anglais) pour laquelle le retard accumulé est égal à la durée de l'impulsion  $\tau$  est alors définie selon [211] :

$$L_W = \tau \left| \frac{1}{v_{g,1}} - \frac{1}{v_{g,2}} \right|^{-1} \approx \frac{\tau}{D_\lambda(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (4.17)$$

En optique guidée, la dispersion chromatique est déterminée par la variation  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  de l'indice effectif du mode guidé. Dans notre cas, cette variation est introduite par la dispersion du matériau. En effet, concernant les guides d'onde intégrés sur verre, nous supposons que la variation d'indice  $\Delta n$  introduite par l'échange d'ions  $c(x,y)$  ne dépend pas de la longueur d'onde, auquel cas :

$$n(x,y,\lambda) = n_{\text{sub}}(\lambda) + c(x,y)\Delta n \quad (4.18)$$

avec  $n_{\text{sub}}(\lambda)$  la dispersion du GO14 calculée avec une loi de Sellmeier extraite à partir de valeurs d'indice mesurées à différentes longueurs d'ondes. Le solveur de mode, présenté au chapitre 2 dans la section 2.4, peut alors être utilisé pour calculer l'évolution de l'indice effectif  $n_{\text{eff}}(\lambda)$  du mode fondamental en fonction de la longueur d'onde. La dispersion des guides de surface et des guides enterrés ainsi calculée est représentée sur la figure 4.12. La contribution du GO14 massif est également reportée sur la figure 4.12. Le GO14 étant un verre borosilicate, sa dispersion s'annule à  $\lambda_{\text{ZDW}} \approx 1340 \text{ nm}$ , une valeur proche de celle mesurée sur les fibres optique en silice.



**FIGURE 4.12** – Dispersion chromatique calculée pour les guides de surface et les guides enterrés et comparée à la contribution du matériau.

Nous constatons que le guidage introduit une contribution négative à la dispersion chromatique. En outre, cette contribution est d'autant plus importante que le confinement des guides est élevé, en particulier pour les grandes longueurs d'ondes. Les valeurs du coefficient de dispersion calculé pour les différents types de guides à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  ainsi que les aires effectives correspondantes sont données dans le tableau 4.4. En définitive, la contribution de guidage, quelque soit le type de guide, impose une dispersion normale à la longueur d'onde de pompe  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ .

		Guide	Enterrage	
		de surface	thermique	sous champ
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$4,8 \pm 0,5$	$5,8 \pm 0,6$	$13,8 \pm 1,4$
$D_\lambda$	(ps/[km.nm])	-245	-100	-70

**TABLEAU 4.4** – Valeurs calculées de la dispersion chromatique des différents types de guides à  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ .

### 4.5.3 Choix de la durée des impulsions

Dans la littérature, pour l'étude expérimentale des effets non-linéaires, aussi bien sur fibres optiques qu'en optique intégrée, des sources délivrant des impulsions femtosecondes sont très couramment employées. C'est notamment le cas pour les deux

études sur la génération de supercontinuum à l'aide de guides en spirale en optique intégrée [216,217]. Toutefois, les sources femtosecondes sont des dispositifs de laboratoire relativement encombrants et complexes à mettre en œuvre. Les lasers déclenchés (*Q-switch*) dits *microchip*, plus compacts et produisant des impulsions nanosecondes, offrent une alternative intéressante aux lasers femtosecondes. Ce type de source a par exemple été utilisé par C. M. B. Cordeiro *et coll.* pour pomper une fibre étirée de longueur 9 cm avec des impulsions de 600 ps [228]. Un supercontinuum de 1200 nm de largeur spectrale est alors obtenu en immergeant la fibre dans de l'eau lourde<sup>1</sup>. La source laser intégrée sur verre par B. Charlet et délivrant des impulsions de 650 ps a également permis d'obtenir un supercontinuum après la propagation dans 8 m de fibre microstructurée [193]. Ces sources nanosecondes laissent envisager la réalisation de dispositifs d'optique non-linéaire compacts. Cependant, à notre connaissance, aucune étude n'a à l'heure actuelle abordé la génération d'effets non-linéaires avec des impulsions nanosecondes en optique intégrée sur verre.

Par conséquent, nous proposons l'étude des effets non-linéaires en optique intégrée sur verre dans le cas d'un régime de dispersion normale avec des impulsions nanosecondes. D'après la synthèse du tableau 4.3, nous nous attendons donc à observer préférentiellement des conversions d'énergie par diffusion Raman. En se basant sur la description de l'émission Raman stimulée, nous cherchons dans la suite à définir un facteur de mérite permettant d'évaluer les performances non-linéaires des guides d'onde.

## 4.6 Modélisation de l'amplification Raman : puissance seuil

Pour une longueur de propagation donnée, l'amplification de l'émission Raman intervient quand la puissance incidente dépasse une valeur seuil [213]. Cette puissance seuil est définie en régime continu à partir des équations couplées phénoménologiques qui gouvernent l'évolution de la puissance de pompe  $P_p(z)$  et de l'émission Stokes

---

<sup>1</sup> L'eau lourde permet ici de réduire la dispersion chromatique dans la fibre. En effet le mode se propageant dans la fibre est suffisamment étendu à l'extérieur de celle-ci pour être sensible au milieu environnant.

$P_S(z)$  au cours de la propagation :

$$\frac{dP_S}{dz} = g_R \frac{P_p}{A_{\text{eff}}} P_S - \alpha_S P_S \quad (4.19a)$$

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{\lambda_S}{\lambda_p} g_R \frac{P_p}{A_{\text{eff}}} P_S - \alpha_p P_p \quad (4.19b)$$

avec  $\alpha_p$  et  $\alpha_S$  les coefficients de pertes par propagation aux longueurs d'ondes de pompe  $\lambda_p$  et Stokes  $\lambda_S$  et  $g_R$  le coefficient de gain Raman à la longueur d'onde Stokes  $\lambda_S$ . Dans la première équation (4.19a), le terme  $g_R P_p / A_{\text{eff}}$  correspond à l'amplification, dont le gain dépend bien de la puissance de pompe  $P_p$ . Dans la seconde équation (4.19b), le terme  $\lambda_S / \lambda_p g_R P_p / A_{\text{eff}}$  traduit la déplétion de la pompe résultant de la conservation du nombre de photons en l'absence de pertes. Les pertes aux longueurs d'ondes de pompe et Stokes sont approximées par le coefficient de pertes par propagation  $\alpha$  mesuré à  $\lambda = 1060$  nm. En négligeant la déplétion, la puissance de pompe décroît exponentiellement selon  $P_p(z) = P_p(0) e^{-\alpha z}$ . En substituant l'expression de la puissance de pompe dans l'équation (4.19a), la puissance Stokes est donc donnée pour la distance  $L$  par :

$$P_S(L) = P_S(0) \exp \left( g_R \frac{P_p(0)}{A_{\text{eff}}} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} - \alpha L \right) \quad (4.20)$$

avec  $P_S(0)$  la puissance Stokes incidente. Compte tenu des pertes par propagation, l'amplification par émission stimulée a lieu sur une longueur effective  $L_{\text{eff}}$  inférieure à la longueur de propagation  $L$  et définie selon :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (4.21)$$

L'équation (4.20) décrit l'amplification à partir d'une certaine puissance à la longueur d'onde Stokes  $P_S(0)$  injectée en entrée de guide. Nous nous intéressons ici au cas où seule la pompe est présente en entrée de guide, l'émission Stokes en sortie de guide est donc le résultat de l'amplification de l'émission spontanée tout au long de la propagation. Il a été démontré par R. G. Smith [213] que la prise en compte de l'émission spontanée revient à injecter un photon en entrée de guide, auquel cas est établie une puissance effective Stokes  $P_S(0)|_{\text{eff}}$ . L'émission Stokes devient significative quand la puissance  $P_S(L)$  en sortie de guide est égale à la puissance de pompe résiduelle  $P_p(L)$ . La puissance de pompe critique  $P_{\text{cr}}$  est alors déterminée à

partir de l'égalité :

$$P_S(0)|_{\text{eff}} \exp \left( g_R \frac{P_{\text{cr}}}{A_{\text{eff}}} L_{\text{eff}} - \alpha L \right) = P_{\text{cr}} \exp(-\alpha L) \quad (4.22)$$

La solution de cette équation dépend de la forme du spectre gain Raman qui conditionne la valeur de la puissance spontanée effective  $P_S(0)|_{\text{eff}}$ . La puissance critique  $P_{\text{cr}}$  est alors évaluée selon le critère :

$$P_{\text{cr}} \approx \zeta \frac{A_{\text{eff}}}{g_R L_{\text{eff}}} \quad (4.23)$$

où  $\zeta$  est une constante sans dimension. En première approximation R. G. Smith propose la valeur  $\zeta = 16$  [213]. Ce paramètre sur la puissance moyenne permet donc, en régime continu, d'évaluer les performances des guides d'onde concernant l'émission Raman. Cependant en régime impulsionnel, la dispersion chromatique limite l'efficacité de la conversion d'énergie par diffusion Raman. Au delà de la distance  $L_W$ , associée à la différence de vitesse de groupe aux longueurs d'onde de pompe et Stokes d'après l'équation (4.17), le retard accumulé excède la durée d'impulsion et l'efficacité du transfert d'énergie est réduite. Ainsi, si la longueur de propagation  $L$  est supérieure à la  $L_W$ , le critère définissant la puissance critique doit être revu pour prendre en compte la longueur de séparation  $L_W$  plutôt que la longueur effective [229]. La définition (4.23) est alors valable pour la puissance crête avec un coefficient  $\zeta > 16$ . Par exemple, R. H. Stolen [229] propose la valeur  $\zeta = 19,7$ . Nous utilisons par la suite ce critère comme facteur de mérite des performances non-linéaires de nos guides d'onde.

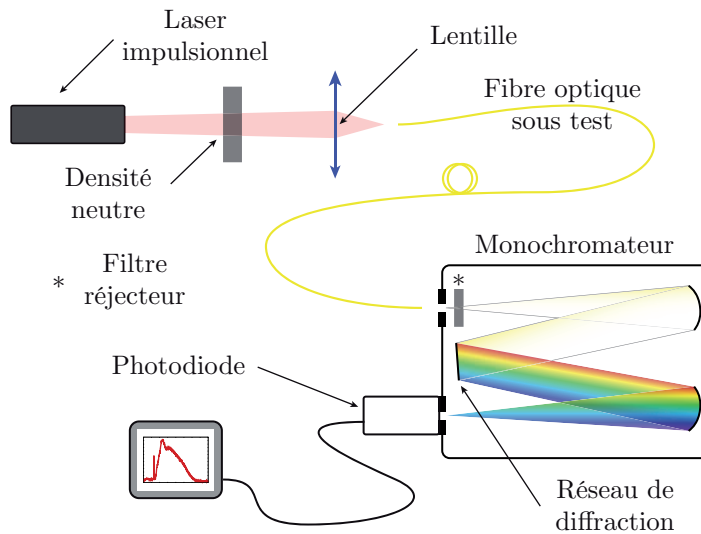
## 4.7 Mesures sur fibres de spectres non-linéaires

Pour examiner l'évolution du spectre au cours de la propagation en optique guidée, nous avons adopté une approche expérimentale plutôt que des simulations numériques. En effet, la fibre 980HP de *Thorlabs, Inc.* – monomode à  $\lambda = 980 \text{ nm}$  – présente une aire effective identique aux guides enterrés sous champ à  $\lambda = 1060 \text{ nm}$  –  $13,9 \mu\text{m}^2$  pour la fibre et de l'ordre de  $14 \mu\text{m}^2$  pour les guides. En outre, avec une longueur d'onde de pompe  $\lambda_p < \lambda_{\text{ZDW}}$ , la dispersion chromatique de la fibre est normale comme pour les guides d'onde réalisés par échange d'ions. Ceci nous permettra de vérifier que c'est bien la diffusion Raman qui prédomine dans nos conditions ex-

périmentales. Par ailleurs, la valeur du gain Raman étant connue pour les fibres, nous pourrions également valider le critère (4.23) sur les performances non-linéaires des guides d'ondes. Un banc de caractérisation dédié aux mesures de spectres non-linéaires a donc été mis en place. Les spectres en sortie de fibres sont alors mesurés pour différentes longueurs et différentes puissances.

#### 4.7.1 Montage d'un banc dédié

Ici, le banc de mesure, illustré sur la figure 4.13, est entièrement monté en optique de volume, ce afin d'éviter tout phénomène parasite. En effet, l'utilisation d'un analyseur de spectre optique (*Optical Spectrum Analyser* (OSA), en anglais) fibré, habituellement employé au laboratoire, n'est pas adéquat car des effets non-linéaires peuvent se produire dans la fibre de l'OSA, dont la longueur n'est pas spécifiée. En outre, nous avons constaté que le seuil d'endommagement des fibres connectées<sup>1</sup> est de l'ordre de  $16 \text{ GW/cm}^2$  alors que pour les fibres dont les extrémités sont clivées nous n'observons pas d'endommagement avec la puissance maximale couplée.



**FIGURE 4.13** – Banc de caractérisation dédié à la mesure de spectres non-linéaire en sortie de fibre.

Le faisceau laser de la source impulsionnelle (*Teem Photonics* STP-07E-1S0) est injecté dans une fibre 980HP (*Thorlabs*) par une extrémité clivée avec une lentille

<sup>1</sup> Une fibre est dite connectée lorsque ses extrémités sont placées dans des férules en céramique, l'ensemble étant généralement poli puis monté dans un connecteur.

de distance focale 15,52 mm (*Thorlabs* C260TM-B). La puissance du faisceau laser est contrôlée avec les mêmes densités neutres que pour la mesure du seuil d'endommagement, à savoir une atténuation de 3, 5, 6, 10 ou 16 dB. L'autre extrémité de la fibre, également clivée, est montée sur une embase magnétique pour être placée soit devant un détecteur pyroélectrique (*Ophir* PE-9), soit en entrée d'un monochromateur (*Jobin-Yvon* HR640). Ainsi nous mesurons en sortie de fibre l'énergie, qui compte tenu des faibles pertes par propagation est supposée égale à l'énergie couplée en entrée, et le spectre des impulsions tout en conservant un couplage optimal de la puissance dans la fibre. L'impulsion est dispersée dans le monochromateur avec un réseau de 1200 traits/mm. En sortie, la puissance optique, pour une position donnée du réseau, est mesurée à l'aide d'une photodiode InGaAs (*Hamamatsu* G5832-25) refroidie par effet-thermoélectrique. La responsivité de la photodiode a été déterminée à  $\lambda = 1060$  nm avec une source continue. Ici, pour la mesure de la distribution spectrale des impulsions nous supposons la responsivité constante sur l'ensemble du spectre. Pour chaque position du miroir, une certaine longueur d'onde est sélectionnée par la fente de sortie. La résolution est donc déterminée par la largeur d'ouverture des fentes du monochromateur. Nous avons étalonné la mesure de spectre avec un laser HeNe continu émettant à 632,8 nm, malgré la très faible sensibilité de la photodiode à cette longueur d'onde. La résolution est calculée à partir de la largeur à mi-hauteur de la raie à 632,8 nm. La résolution est alors imposée par la fente la plus largement ouverte, de sorte que pour atteindre une résolution donnée avec la meilleure illumination possible, les largeurs des fentes d'entrée et de sortie doivent être égales. L'acquisition de la puissance optique est synchronisée avec la rotation du réseau pour couvrir le spectre<sup>1</sup> de 900 à 1400 nm. Enfin, un filtre réjecteur (*notch* en anglais) – avec une atténuation mesurée à environ -35 dB à  $\lambda = 1064$  nm et une largeur spectrale à mi-hauteur de 34 nm – est placé derrière la fente d'entrée du monochromateur afin de protéger la photodiode de la puissance de la pompe et de s'affranchir d'éventuelles raies fantômes dans le spectre et des harmoniques d'ordres supérieurs.

#### 4.7.2 Étude en fonction de la longueur

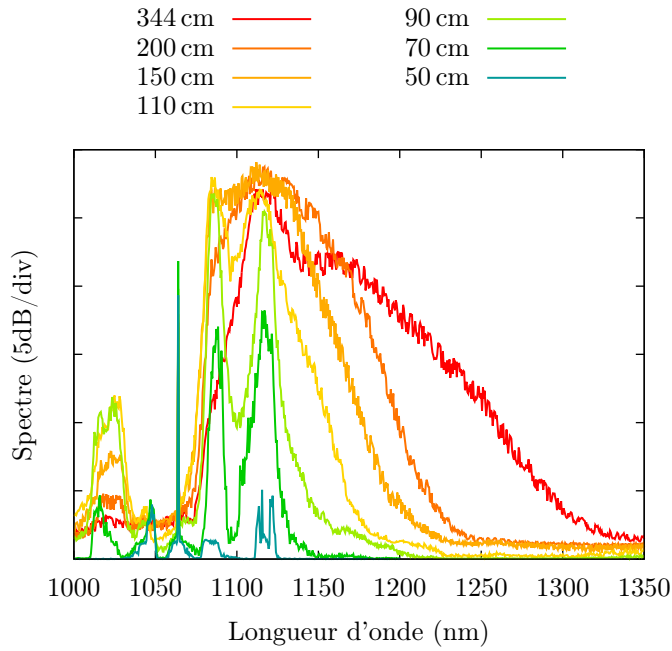
Pour la première série de mesures, une fibre de longueur 344 cm est montée sur le banc décrit précédemment. La fibre est ensuite progressivement raccourcie par clivage

---

<sup>1</sup> La limite basse du spectre est fixée par la sensibilité de la photodiode InGaAs tandis que la limite haute est imposée par le réseau.



depuis l'entrée, l'extrémité de sortie étant conservée pour l'ensemble des acquisitions. Pour cette étude, l'énergie maximale est couplée dans la fibre, pour chaque longueur nous vérifions donc que  $E_p = (4,0 \pm 0,2) \mu\text{J}$ , soit une puissance crête de  $(8,0 \pm 0,4) \text{ kW}$ , légèrement inférieure au seuil d'endommagement des guides enterrés, à savoir  $9,2 \text{ kW}$ . Les fentes sont réglées de façon à obtenir une résolution de  $0,5 \text{ nm}$ . Le spectre est acquis avec un temps d'intégration de  $0,1 \text{ s}$  et un point de mesure tous les  $0,5 \text{ nm}$ . Les spectres pour les différentes longueurs de fibres sont reportés sur la figure 4.14.



**FIGURE 4.14** – Spectres mesurés en sortie de fibre 980HP en fonction de la longueur pour une puissance crête injectée de  $8,0 \pm 0,4 \text{ kW}$ . La bande de réjection autour de  $1064 \text{ nm}$  du filtre apparaît clairement sur les spectres.

L'élargissement spectral s'accroît progressivement au cours de la propagation, majoritairement vers les grandes longueurs d'ondes, autrement dit les énergies moindres. Le spectre s'étend ainsi jusqu'à  $1300 \text{ nm}$  après  $3,44 \text{ m}$  de fibre. La longueur est donc un critère essentiel pour obtenir un élargissement spectral significatif. Cependant, dès  $50 \text{ cm}$ , le spectre renferme des longueurs d'ondes différentes de la longueur d'onde de pompe ce qui signe l'apparition de phénomènes non-linéaires.

Le spectre continu produit après la propagation dans plusieurs mètres de fibre optique est issu de la combinaison de différents effets qu'il est difficile de décorrélérer. En revanche, pour les plus courtes longueurs, nous observons comme attendu

l'émergence de radiations autour de 1120 nm. Ce décalage en longueur d'onde par rapport au laser de pompe est caractéristique d'une diffusion inélastique Raman de type Stokes, correspondant au le décalage de 13,2 THz mesuré par R. H. Stolen [225] pour les fibres optiques. La puissance Stokes associée à cette émission spontanée est alors amplifiée dans la fibre par diffusion stimulée (SRS). L'évolution du spectre au cours de la propagation est ensuite similaire à celle décrite par R. R. Alfano [230]. Sous l'effet de la modulation croisée de phase<sup>1</sup>, la largeur spectrale des raies de pompe et Stokes s'étend jusqu'à former un spectre continu.

### 4.7.3 Étude en fonction de la puissance

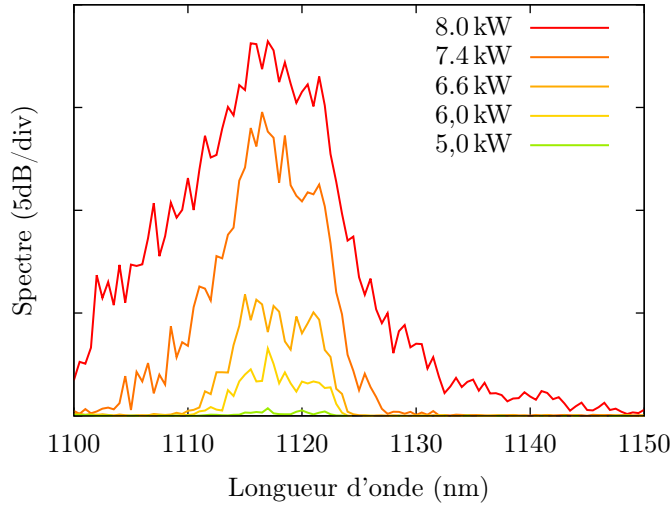
Afin de valider l'utilisation du facteur de mérite donné par l'équation (4.23), le spectre en sortie de fibre optique, à nouveau de la 980HP de *Thorlabs*, a été mesuré pour plusieurs valeurs de puissance crête couplée. Les spectres sont acquis à l'aide du banc de caractérisation de la figure 4.13 et dans les mêmes conditions, à savoir une temps d'intégration de 0,1 s et une résolution de 0,5 nm. L'énergie est systématiquement mesurée en sortie de fibre avec le détecteur pyroélectrique (*Ophir* PE-9), la puissance crête couplée en entrée de guide est calculée en négligeant les pertes par propagation – inférieures à 3.5 dB/km – à partir de l'équation (4.1b) pour des impulsions de 500 ps. Nous faisons varier la valeur de puissance couplée, de 2 kW à 8 kW, grâce aux densités neutres placées dans le faisceau incident ou à une variation du couplage – en déplaçant la fibre dans le faisceau focalisé, la fibre étant positionnée sur un support trois axes équipée de micropositionneurs. Les spectres ainsi obtenus pour une longueur de  $L = 70$  cm sont reportés sur la figure 4.15.

L'allure des spectres est à rapprocher de celle du spectre de gain Raman de la figure 4.11. Par ailleurs, nous prenons comme valeur du gain Raman dans la fibre la valeur déterminée par R. H. Stolen [225], soit  $g_R = 1 \cdot 10^{-13}$  m/W à  $\lambda_p = 1064$  nm<sup>2</sup> et  $\lambda_S = 1120$  nm. Cette mesure permet de mettre en évidence la valeur de puissance critique  $P_{\text{obs}}$  à atteindre en entrée de guide pour que soit observé en sortie de guide une émission Stokes significative. En deçà de la puissance seuil, le signal à la longueur d'onde Stokes est inférieur au bruit de la mesure, en l'occurrence -76 dBm. D'après

---

<sup>1</sup> La modulation croisée de phase est semblable à l'automodulation de phase mais dans ce cas l'indice dépend de l'intensité aux deux longueurs d'ondes de pompe  $I_p$  et Stokes  $I_S$  [211],  
 $n(I_p, I_S) = n + n_2(I_p + 2I_S)$

<sup>2</sup> La valeur du gain Raman est déterminée à partir de la mesure à 532 nm d'après une loi  $1/\lambda_p$  [231].



**FIGURE 4.15** – Spectres mesurés en sortie de fibre 980HP en fonction de la puissance crête injectée pour une longueur de 70 cm.

notre mesure, la puissance requise est comprise entre 5 kW et 6 kW pour une valeur théorique calculée à 3,9 kW. La caractérisation a été répétée pour d'autres longueurs de fibre et les valeurs de puissances observées  $P_{\text{obs}}$  comparées aux valeurs théoriques  $P_{\text{cr}}$  sont reportées dans le tableau 4.5.

$L$ (cm)	$P_{\text{cr}}$ (kW)	$P_{\text{obs}}$ (kW)
50	5,5	7,4
70	3,9	5,5
90	3,1	4,0

**TABLEAU 4.5** – Valeurs observées et théoriques de la puissance critique pour différentes longueurs de fibre.

La détermination de la puissance minimale  $P_{\text{obs}}$  pour observer le signal Stokes est arbitraire, nous ne cherchons donc pas à ajuster le paramètre  $\zeta$  et nous retenons finalement la définition de la puissance critique  $P_{\text{cr}}$  avec  $\zeta = 19,7$  comme une bonne approximation des performances non-linéaires des guides d'onde. Par conséquent, pour des puissances crêtes incidentes supérieures à cette valeur seuil nous pouvons raisonnablement nous attendre à observer une émission Stokes par diffusion Raman.

## 4.8 Diffusion Raman stimulée en optique intégrée sur verre

En considérant que le coefficient de gain Raman dans les guides d'onde réalisés par échange d'ions argent sur verre borosilicate est similaire à celui des fibres optiques en silice, nous pouvons estimer la capacité de ces guides d'onde à produire des effets non-linéaires lorsque de fortes puissances, supérieures à la puissance critique définie par (4.23), se propagent. Notons que pour une puissance critique donnée, plusieurs types de guides permettent d'atteindre cette puissance. En effet, le paramètre défini selon (4.20) peut être écrit sous la forme :

$$\frac{A_{\text{eff}}}{L_{\text{eff}}} \propto g_R P_{\text{cr}} = \text{cste} \quad (4.24)$$

De sorte que, pour un guide dont le mode fondamental présente une faible aire effective, la longueur effective nécessaire est également réduite. C'est notamment l'approche de T. A. Birks *et coll.* [232] qui utilisèrent des fibres étirées dans une flamme<sup>1</sup> pour réduire la longueur nécessaire pour générer un supercontinuum. Tandis que la longueur requise sera d'autant plus grande que l'aire effective s'accroît. Autrement dit, la réduction du confinement peut être compensée par une augmentation de la longueur de propagation, comme le montrent les valeurs du tableau 4.5 sur fibres optiques. En optique intégrée sur verre, la puissance critique est bornée par le seuil d'endommagement, nous évaluons donc le ratio  $A_{\text{eff}}/L_{\text{eff}}$  vis-à-vis de cette limitation pour les différents types de guides.

### 4.8.1 Guides courts

Nous nous intéressons tout d'abord aux guides courts rectilignes dont la longueur est de l'ordre de 4 cm pour de nombreux dispositifs réalisés au laboratoire. Les différentes grandeurs nécessaires à l'évaluation de la puissance critique sont reportées dans le tableau 4.6. La longueur  $L_W$  limitant la conversion d'énergie est calculée selon la relation (4.17) avec les valeurs de dispersion chromatiques données dans le tableau 4.4. Malgré le coefficient de dispersion relativement élevé à la longueur de pompe  $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ , la longueur de séparation  $L_W$  est très largement supérieure à la longueur de ces guides d'onde. La puissance critique  $P_{\text{cr}}$  est donc calculée à partir

<sup>1</sup> La fibre est chauffée par une flamme en appliquant une tension à ses extrémités, le cœur est ainsi réduit à un filament. Le guidage est donc effectué par la gaine de la fibre, dont le diamètre est de  $2 \mu\text{m}$ .

de longueur effective  $L_{\text{eff}}$  qui tient compte du coefficient de pertes par propagation  $\alpha$ . L'intensité, ou densité de puissance, est également donnée à titre indicatif en prenant en compte l'aire effective  $A_{\text{eff}}$  du mode fondamental de chacun des trois types de guides.

		Guide	Enterrage	
		de surface	thermique	sous champ
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	4,8	5,8	13,8
$\alpha$	(dB/cm)	1,0	0,5	0,1
$L_W$	(m)	41	101	143
$L_{\text{eff}}$	(cm)	2,6	3,2	3,8
$P_{\text{cr}}$	(kW)	36,2	35,6	71,1
$I_{\text{cr}}$	(GW/cm <sup>2</sup> )	754	614	515
$P_{\text{max}}$	(kW)	1,2	–	9,2
$I_{\text{max}}$	(GW/cm <sup>2</sup> )	21	–	65

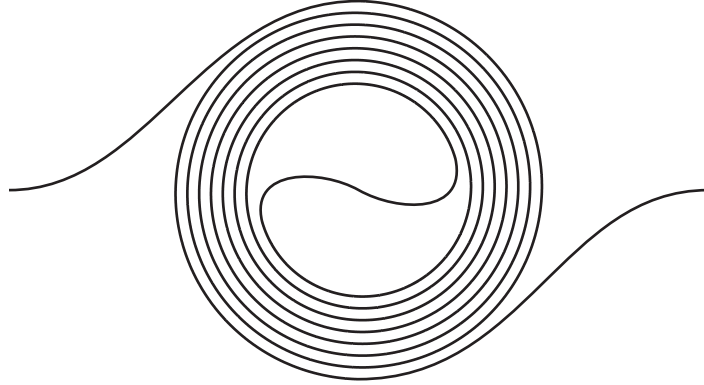
**TABEAU 4.6** – Grandeurs caractéristiques à  $\lambda_p = 1064\text{ nm}$  des différents types de guides pour l'étude d'effets non-linéaires.

Le tableau 4.6 nous permet donc de comparer, d'un point de vue théorique, les différents type de guides dans le cas où  $L = 4\text{ cm}$ . Pour une telle longueur de propagation, les guides de surface, présentant l'aire effective la plus faible, sont *a priori* les mieux adaptés pour la génération d'effet non-linéaire. Néanmoins, les pertes par propagation plus élevées en raison de la présence d'argent métallique à la surface induisent une augmentation de la puissance critique nécessaire pour observer une émission Stokes. Dans le cas où les pertes des guides de surface seraient réduites à 0,1 dB/cm, comme pour les guides enterrés sous champ, la puissance seuil serait abaissée à 24,7 kW. Nous voyons que l'excédent de pertes de propagation est compensé par une augmentation de 47 % de la puissance critique nécessaire. Par opposition, les guides enterrés sous champ présentent des pertes faibles. Toutefois, la puissance critique est dans ce cas le double de celle des guides de surface en raison de l'aire effective largement supérieure. Finalement, les guides réalisés par enterrage thermique offrent le meilleur compromis entre confinement et pertes de propagation. La puissance critique est effectivement légèrement inférieure à celle des guides de surface et ces guides apparaissent *in fine* comme le plus adaptés pour la génération d'effets non-linéaires sur de courtes distances.

D'un point de vue pratique, les valeurs de densité de puissance à atteindre pour produire des effets non-linéaire en sortie de guides courts sont très largement supérieures au seuil d'endommagement des guides. Nous avons ainsi pu vérifier expérimentalement, en utilisant un banc de caractérisation similaire à celui des mesures sur fibres, que le spectre en sortie de guide ne présente pas de signal aux longueurs d'ondes Stokes. Autrement dit, la puissance se propageant dans les dispositifs d'optique intégrée mettant en jeu de courtes distances peut être augmentée jusqu'au seuil d'endommagement sans craindre d'introduire des perturbations par effets non-linéaires.

#### 4.8.2 Guides longs

L'observation de gain Raman en optique intégrée sur verre nécessite donc obligatoire de grandes longueurs de propagation pour compenser la limitation en densité de puissance. L'intégration de telles longueurs est possible avec un guide enroulé en spirale repliée, comme illustré sur la figure 4.16.



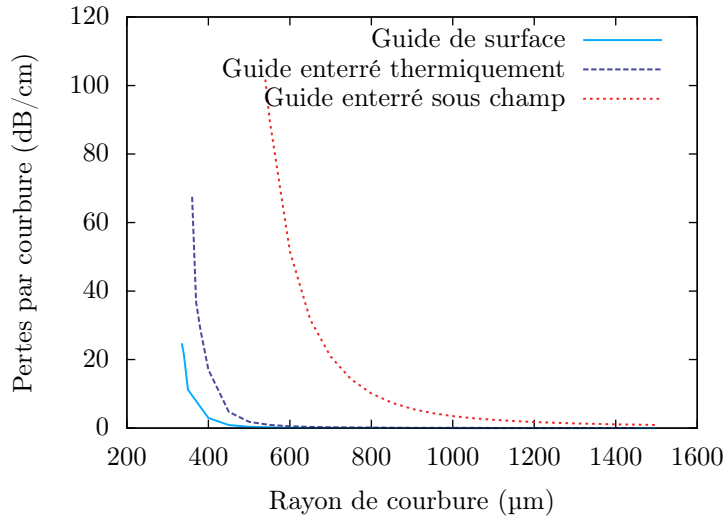
**FIGURE 4.16** – Illustration d'un guide en spirale repliée pour l'intégration de grandes longueurs de propagation en optique intégrée.

La courbure des guides d'onde introduit une contribution supplémentaire de pertes par rayonnement, dont le principe a été décrit dans la section 3.2.1 du chapitre 3 de ce manuscrit. Ces pertes sont représentées par la partie imaginaire de l'indice effectif complexe  $n_{\text{eff}} = n' - jn''$  du mode fondamental. Au cours de la propagation sur une distance  $L$  la puissance est alors atténuée d'un facteur  $e^{-2k_0 n'' L}$  et

le coefficient de pertes par courbure  $\alpha_{\text{courb}}$  est donné par :

$$\alpha_{\text{courb}} = -\frac{1}{L} 10 \log_{10}(e^{-2k_0 n'' L}) = \frac{20}{\ln(10)} \frac{2\pi}{\lambda} n'' \quad (4.25)$$

L'indice effectif complexe du mode fondamental à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  a été calculé numériquement en fonction du rayon de courbure pour les trois types de guides. Pour cela, nous avons utilisé la transformation conforme et la méthode ADI avec le solveur de mode commercial de *Optiwave Systems*. Les valeurs correspondantes de pertes par courbure, obtenues en appliquant l'équation (4.25), sont représentées sur la figure 4.17.



**FIGURE 4.17** – Contribution des pertes par courbure calculées à  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  pour les différents types de guides.

Les pertes par courbure sont d'autant plus faibles, en particulier pour les petits rayons de courbure, que l'aire effective du mode est faible. Par conséquent, les guides de surface permettent *a priori* d'intégrer le plus facilement de grandes longueurs sur substrat de verre. Cependant, encore une fois, les pertes par propagation plus élevées limitent fortement la longueur effective  $L_{\text{eff}}$  de conversion non-linéaire selon l'équation (4.21).

Enfin, comme nous l'avons vu à la section 3.2.1, la courbure induit un décalage vers l'extérieur du mode guidé. Par conséquent, l'éventuelle discontinuité de rayon de courbure conduit à un recouvrement non optimal des modes guidés par chacun

des tronçons de guides [233]. Aux pertes par courbures s'ajoutent donc également les pertes par transition, en particulier au point d'inflexion au centre de la spirale. Par conséquent, l'intégration de guides en spirale nécessite un certain nombre de précautions sur la conception des motifs de lithographie pour réduire au maximum ces deux sources de pertes additionnelles et ne pas dégrader davantage les performances non-linéaire de ces guides d'onde. Pour l'étude préliminaire du comportement en puissance de guides longs, nous avons donc utilisé un masque de lithographie avec des guides en spirale conçus et optimisés par *Teem Photonics*. Ce masque de lithographie comporte une spirale de diamètre 2 cm et de longueur 40 cm. Notons que ce motif occupe une surface de l'ordre de 3 cm<sup>2</sup>, 5000 fois supérieure à celle d'un guide rectiligne de longueur 4 cm. De sorte que la réalisation de guide en spirale sans défaut est beaucoup plus délicate que celle de motifs traditionnels. Il est en effet plus difficile d'éviter la présence d'éventuelles imperfections, comme une poussière ou un défaut local pendant la photolithographie. Deux puces optiques ont été réalisées avec ce masque de lithographie. Le premier, avec un procédé d'enterrage sous champ revu pour les besoins en courbures, la durée d'enterrage ayant été réduite de 17 min 30 s à 10 min afin d'augmenter le confinement et ainsi réduire les éventuelles pertes par courbures. Le second composant est réalisé avec le même procédé d'enterrage thermique que celui décrit dans le chapitre 3. Les différentes caractéristiques des guides en spirale de longueur  $L = 40$  cm sont données dans le tableau 4.7. L'aire effective et la profondeur d'enterrage sont mesurées avec le banc de caractérisation de la distribution modale décrit dans la section 3.5.1. Le masque de lithographie comporte une série de guides courts rectilignes, de façon à ce que le coefficient de pertes par propagation  $\alpha$  puisse être calculé à partir des pertes par insertion  $P_1$  pour les guides droit de longueur  $L_1 \approx 4$  cm et  $P_2$  pour la spirale de longueur  $L_2 \approx 40$  cm selon :

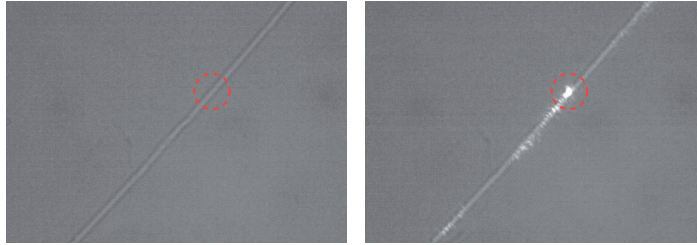
$$\alpha = \frac{P_2 - P_1}{L_2 - L_1} \quad (4.26)$$

La spirale obtenue par enterrage sous champ présente des pertes par propagation relativement élevées. Le rayon de courbure minimum est de 3 mm, les simulations indiquent alors que les pertes par courbure sont négligeable pour ce rayon de courbure. La pertes en excès sont imputées à la présence de défauts, tels celui présenté sur la figure 4.18, le long de la spirale.



		Enterrage	
		thermique	sous champ
$A_{\text{eff}}$	( $\mu\text{m}^2$ )	$5,8 \pm 0,6$	$12,0 \pm 1,2$
$e_{\text{ent}}$	( $\mu\text{m}$ )	$1,1 \pm 0,2$	$3,8 \pm 0,2$
$\alpha$	(dB/cm)	$0,8 \pm 0,1$	$1,5 \pm 0,1$
$L_{\text{eff}}$	(cm)	5,4	2,9
$P_{\text{cr}}$	(kW)	21,1	81,7
$I_{\text{cr}}$	(GW/cm <sup>2</sup> )	364	81

**TABLEAU 4.7** – Grandeurs caractéristiques des spirales de 40 cm.



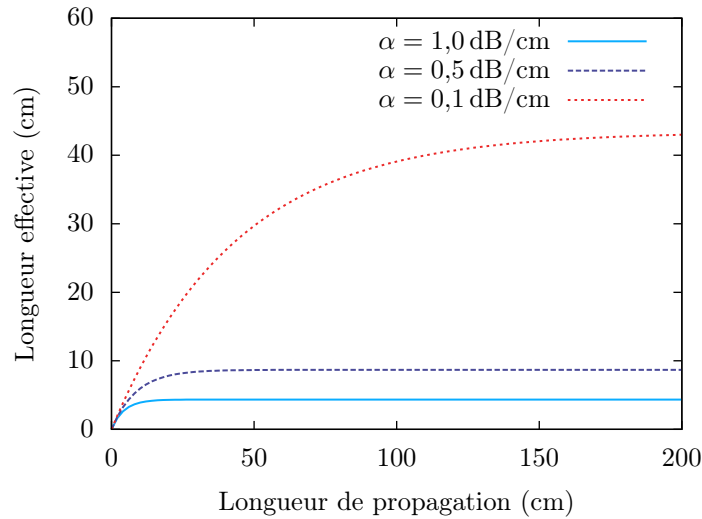
**FIGURE 4.18** – Illustration d’un défaut typique, repéré par le cercle rouge, le long de la spirale sans injection (gauche) et avec injection (droite).

Tout au long du procédé de lithographie – dépôt de résine, insolation, développement, gravure – des précautions ont été prises pour éviter la présence de défauts. Le tracé de la spirale a ainsi été systématiquement contrôlé visuellement sous microscope optique jusqu’à obtenir un motif sans défaut visible. Malgré cela, certains défauts apparaissent sous injection. Au niveau de ces imperfections, le champ n’est plus guidé et est rayonné au niveau de la surface comme le montre l’image de droite de la figure 4.18. La spirale réalisée avec le procédé d’enterrage thermique ne présente quant à elle pas ce type de défauts. Les pertes légèrement supérieures par rapport aux guides rectilignes sont ici attribuées à un défaut de lithographie clairement identifié. Dans les deux cas, les pertes par propagation induisent une intensité critique d’émission Stokes par diffusion Raman à nouveau largement supérieure au seuil d’endommagement des guides. En effet, puisque  $L_{\text{eff}} \approx 4,0$  cm, nous ne bénéficions pas de toute la longueur de la spirale pour l’émission Raman stimulée. Comme le prévoit les valeur de la puissance critique, en plaçant les guides en spirales sur le banc de caractérisation dédié à la mesure de spectre non-linéaire, nous n’observons pas de

signal Stokes dans le spectre en sortie de guide.

## 4.9 Synthèse et perspectives à court terme

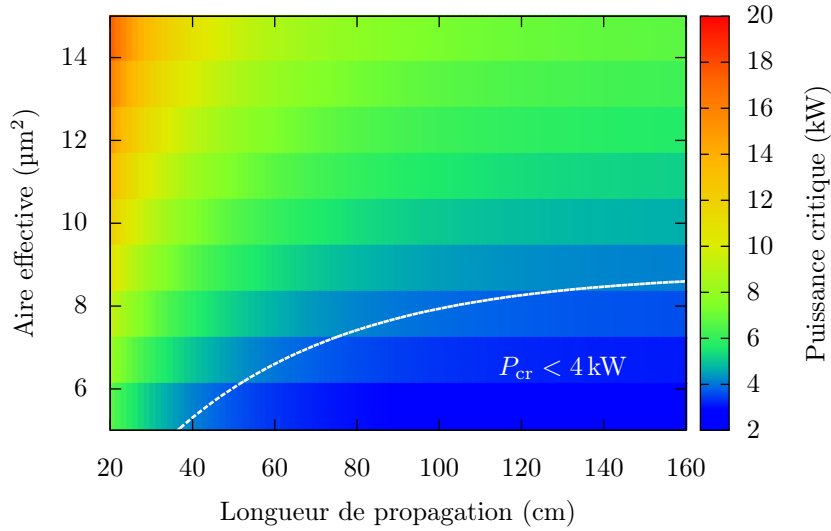
Dans le cas de guides courts, les effets non-linéaires sont attendus préférentiellement pour les guides avec le plus fort confinement. Les guides répondant le mieux à cette condition sont les guides de surface. En revanche, ces guides réalisés avec la technologie de l'échange d'ions présentent systématiquement des pertes par propagation élevées en raison de la réduction en argent métallique à la surface. La diminution des pertes est rendue possible en enterrant le cœur des guides soit en appliquant un champ électrique, soit par effet thermique. Toutefois, cela s'accompagne nécessairement d'une perte de confinement, ce qui nous oblige à considérer de grandes longueurs de propagation pour pouvoir observer un effet Raman significatif. L'intégration de longueur requiert l'emploi de guides enroulés en spirale. Dans ce cas, l'aire effective du mode guidé ne doit pas être trop grande pour réduire les pertes par rayonnement le long des courbures. La longueur effectivement utile à la conversion d'énergie est cependant, comme le montre la figure 4.19, elle aussi limitée par les pertes par propagation.



**FIGURE 4.19** – Évolution de la longueur effective pour différentes valeurs du coefficient d'atténuation dans les guides d'onde.

Seules les pertes par propagation réduites à 0.1 dB/cm permettent d'envisager une longueur effective de l'ordre de la dizaine de centimètres. Les performances des

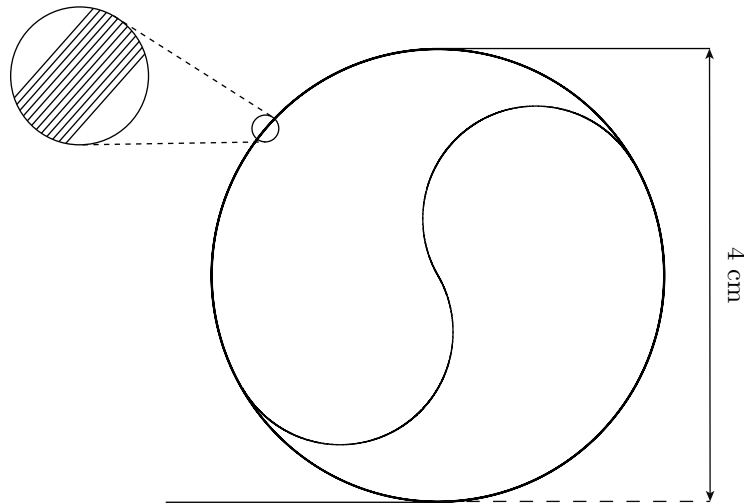
guides d'onde étudiés dans ce manuscrit répondent aux attentes en matière de confinement, mais les performances actuelles de la technologie d'échange d'ions argent ne permettent pas d'atteindre un niveau de pertes suffisamment faible. À la suite de ces travaux nous avons démontré que les pertes par propagation sont un paramètre aussi important que l'aire effective pour la génération de signal Raman. Ainsi, le dimensionnement du confinement et de la longueur de propagation repose sur l'équation (4.24) en vue d'atteindre une puissance critique inférieure au seuil d'endommagement. Dans la perspective où les pertes par propagation sont réduites à 0,1 dB/cm, nous avons tracé la carte de puissance critique correspondante. Les valeurs d'aire effective et de longueur pour lesquelles la puissance critique est inférieure à la moitié de la puissance à l'endommagement sont délimitées par le trait pointillé sur la carte de la figure 4.20. Typiquement, une longueur de propagation de l'ordre du mètre avec une aire effective d'environ  $7 \mu\text{m}^2$ , permettront raisonnablement d'observer une émission Stokes résultant de la diffusion Raman.



**FIGURE 4.20** – Carte de la puissance critique en fonction de la longueur de propagation et du confinement pour des pertes de 0,1 dB/cm.

Par la suite, les efforts devront donc se porter sur la réduction des pertes en limitant la formation d'agrégats d'argent métallique. Dans un premier temps, nous préconisons l'utilisation de spirales avec de grands rayons de courbure. Sur l'exemple représenté sur la figure 4.21, le rayon de courbure minimum est de 1 cm. Le repliement de la spirale est effectué avec des arcs de cercle et chaque tour de spirale correspond à une longueur d'environ 12 cm. Par conséquent, de grandes longueurs

de propagation peuvent être intégrées sur un substrat de verre standard de diamètre 6 cm. Ce type de spirale permet en outre de s'affranchir des pertes par courbures et par transition grâce aux grands rayons de courbure, même dans le cas de modes avec une aire effective importante. En disposant de grandes longueurs, les pertes par propagation pourront donc être mesurées avec une plus grande résolution. De plus, nous avons montré que la caractérisation systématique du spectre visible des pertes par propagation ainsi que du seuil d'endommagement fournit un bon indicateur de la présence d'argent métallique. Ces mesures pourront donc être utilisées pour approfondir la compréhension de la formation d'argent métallique, laissant entrevoir la réduction des pertes par propagation et l'augmentation du seuil d'endommagement des guides. Ces conditions sont impératives pour pouvoir observer l'effet Raman stimulé avec la technologie d'échange d'ions argent, ouvrant ainsi la voie à la génération de supercontinuum pompé par laser nanoseconde.



**FIGURE 4.21** – Exemple de spirale avec un grand rayon de courbure.

## 4.10 Conclusion

Le confinement des guides d'onde dimensionnés au chapitre 3 conjugué à l'utilisation de sources laser impulsives permet d'atteindre des densités de puissance élevées, de l'ordre de la dizaine, voire la centaine, de gigawatts par centimètres carrés. Nous avons alors mis en évidence que les guides d'onde réalisés par échange d'ions argent ne peuvent pas supporter de tels niveaux de puissance et sont caractérisés

par un seuil d'endommagement. À partir de la mesure du spectre visible des pertes par propagation de deux types de guides – guides de surface et guide enterrés sous champ – nous avons établi une corrélation entre la présence d'agrégats d'argent métallique, issus de la réduction de l'ion  $\text{Ag}^+$ , et le seuil d'endommagement des guides. Par ailleurs cette hypothèse est corroborée par la valeur des pertes par propagation mesurée au chapitre 3. Avec la densité de puissance maximale autorisée, nous avons ensuite cherché à déterminer quel effets non-linéaires sont susceptibles de se produire au cours de la propagation dans les différents types de guides d'onde. Le régime non-linéaire, c'est à dire dans notre cas une dispersion normale avec des impulsions nanosecondes, nous a conduit à nous intéresser spécifiquement à l'émission Stokes par diffusion Raman. Nous avons pu vérifier sur fibres optiques ce comportement et une valeur critique de puissance à atteindre a été établie. Sur la base de ce critère, nous avons démontré que la génération d'effets non-linéaires en optique intégrée sur verre ne peut se produire que sur de grandes longueurs de propagation. Ceci nécessite l'utilisation de guides enroulés en spirales. Les premières mesures montrent les défis technologiques encore à surmonter, notamment pour parvenir à trouver un compromis entre d'une part le confinement nécessaire pour exalter le comportement non-linéaire et limiter les pertes par courbures et d'autre part la réduction des pertes par propagation. Une perspective à plus long terme de ces travaux repose sur une rupture technologique qui consiste à changer d'ions échangée, préférentiellement une espèce présentant un moindre potentiel à être réduite sous forme métallique. La possibilité la plus prometteuse est l'échange d'ions au thallium, qui est alors présenté dans le chapitre suivant.

## Chapitre 5

# Changement de paradigme : perspectives à long terme

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>104</b>
<b>4.2</b>	<b>Sources lasers impulsionnelles</b>	<b>104</b>
<b>4.3</b>	<b>Seuil d'endommagement</b>	<b>107</b>
4.3.1	Revue bibliographique	107
4.3.2	Mesures sur guides d'onde échangés	109
4.3.3	Origine de l'endommagement : agrégats d'argent	113
4.3.4	Synthèse	117
<b>4.4</b>	<b>Phénomènes non-linéaires en optique intégrée</b>	<b>118</b>
4.4.1	Polarisation non-linéaire du troisième ordre	119
4.4.2	Effet Kerr optique	120
4.4.3	Mélange à quatre ondes	123
<b>4.5</b>	<b>Non-linéarité des guides d'onde réalisés par échange d'ions</b>	<b>125</b>
4.5.1	Régimes non-linéaires	125
4.5.2	Détermination de la dispersion chromatique	126
4.5.3	Choix de la durée des impulsions	128
<b>4.6</b>	<b>Modélisation de l'amplification Raman : puissance seuil</b>	<b>129</b>
<b>4.7</b>	<b>Mesures sur fibres de spectres non-linéaires</b>	<b>131</b>
4.7.1	Montage d'un banc dédié	132
4.7.2	Étude en fonction de la longueur	133
4.7.3	Étude en fonction de la puissance	135
<b>4.8</b>	<b>Diffusion Raman stimulée en optique intégrée sur verre</b>	<b>137</b>

4.8.1 Guides courts . . . . .	137
4.8.2 Guides longs . . . . .	139
<b>4.9 Synthèse et perspectives à court terme . . . . .</b>	<b>143</b>
<b>4.10 Conclusion . . . . .</b>	<b>145</b>

---

## 5.1 Introduction

Nous avons démontré que les performances actuelles en matière de propagation non-linéaire des guides d'ondes réalisés avec la technologie d'échange d'ion argent sont limitées par les pertes par propagation imputées à la présence d'argent métallique, malgré les efforts mis en œuvre lors de la réalisation pour limiter au maximum la réduction des ions  $\text{Ag}^+$  en argent métallique. Une stratégie pour dépasser cette limitation consiste alors à changer de couple d'espèces ioniques pour l'échange d'ions. Dans cet objectif, nous avons proposé et co-encadré un projet de fin d'étude au laboratoire pour démontrer la faisabilité de guides d'onde à fort confinement avec des technologies d'échange d'ions alternatives. Ainsi les travaux de E. Jordan [234] ont été menés pour caractériser le contraste d'indice de guides d'ondes réalisés par échange potassium ( $\text{K}^+$ ) ou thallium ( $\text{Tl}^+$ ). Nous présentons dans ce dernier chapitre les principaux résultats qui annoncent une rupture technologique à même d'ouvrir la technologie de l'échange d'ions aux applications non-linéaires.

## 5.2 Confinement et contraste d'indice

Dans le cas des guides d'onde réalisés par échange argent, la variation d'indice est fixée par le choix de la technologie et le dimensionnement du confinement des guides porte donc sur la géométrie de ces derniers. Ainsi, avec le choix approprié des paramètres technologique de réalisation, nous sommes parvenus à atteindre des aires effectives aussi faibles que  $5 \mu\text{m}^2$ . Le changement de paradigme nous amène ici à nous concentrer sur le contraste d'indice comme critère de dimensionnement pour remplir les objectifs en matière de confinement.

### 5.2.1 Confinement dans un guide à saut d'indice

Reprenons le formalisme d'électromagnétisme développé au chapitre 2 dans la section 2.2.2.2 pour les guides à saut d'indice. Pour simplifier davantage et sans perdre en généralité, considérons le cas d'un guide plan symétrique constitué d'un cœur

d'indice  $n_c$  et d'épaisseur  $e$  compris entre deux couches d'indice  $n_{\text{sub}}$ . La distribution modale du champ  $E_m(x)$  s'exprime, en appliquant la continuité aux interfaces, sous la forme :

$$E_m(x) = A \begin{cases} \cos(k_m e/2) \exp(-\alpha_m [x - e/2]) & e/2 < x \\ \cos(k_m x) & -e/2 \leq x \leq e/2 \\ \cos(k_m e/2) \exp(\alpha_m [x + e/2]) & x < -e/2 \end{cases} \quad (5.1)$$

Le champ est donc évanescent en dehors du cœur du guide d'onde, avec pour chaque mode d'indice  $n_{\text{eff},m}$ , donné par la relation de dispersion, les nombres d'onde  $\alpha_m$  et  $k_m$  :

$$\alpha_m = k_0 \sqrt{n_{\text{eff},m}^2 - n_{\text{sub}}^2} \quad (5.2)$$

$$k_m = k_0 \sqrt{n_c^2 - n_{\text{eff},m}^2} \quad (5.3)$$

La puissance se propageant sur ces modes est donc localisée dans une largeur effective  $e_{\text{eff}}$  définie comme [235] :

$$e_{\text{eff}} = e + \frac{2}{\alpha_m} \quad (5.4)$$

Ainsi, pour une largeur de guide  $e$  donnée le champ est d'autant plus confiné que la partie évanescente en dehors du cœur du guide est faible, autrement dit que le nombre d'onde  $\alpha_m$  est élevé. Or, l'indice effectif doit respecter la condition  $n_{\text{sub}} < n_{\text{eff},m} < n_c$ . En outre, l'indice du cœur peut être écrit comme l'augmentation  $\Delta n$  de l'indice du substrat :  $n_c = n_{\text{sub}} + \Delta n$ . Auquel cas, l'indice effectif peut s'écrire  $n_{\text{eff},m} = n_{\text{sub}} + b\Delta n$ <sup>1</sup> avec  $0 < b < 1$ . Finalement,  $\alpha_m$  est approximé par :

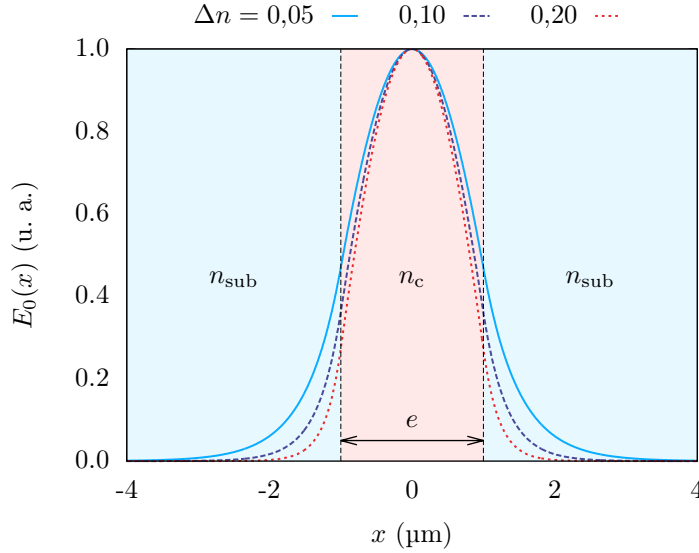
$$\alpha_m \approx \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{2bn_{\text{sub}}\Delta n} \quad (5.5)$$

Par conséquent, pour augmenter le confinement du champ dans un guide de largeur fixe, il est nécessaire d'augmenter le contraste d'indice  $\Delta n$ , comme illustré sur la figure 5.1 pour une largeur de guide  $e = 2\mu\text{m}$ . Ce raisonnement peut être étendu au cas des guides à gradient d'indice tels que ceux obtenus par échange d'ions. Dans la suite, nous cherchons donc à déterminer le contraste  $\Delta n$  maximal autorisé

<sup>1</sup> Cette notation correspond à la normalisation habituellement utilisée pour la résolution de l'équation de dispersion [236].



par l'échange d'ions considéré et retenons l'échange offrant la plus forte variation d'indice.



**FIGURE 5.1** – Distribution du champ du mode fondamental à  $\lambda = 1064$  nm donné par (5.1) en fonction de la variation d'indice  $\Delta n$  pour une largeur de guide  $e = 2 \mu\text{m}$ .

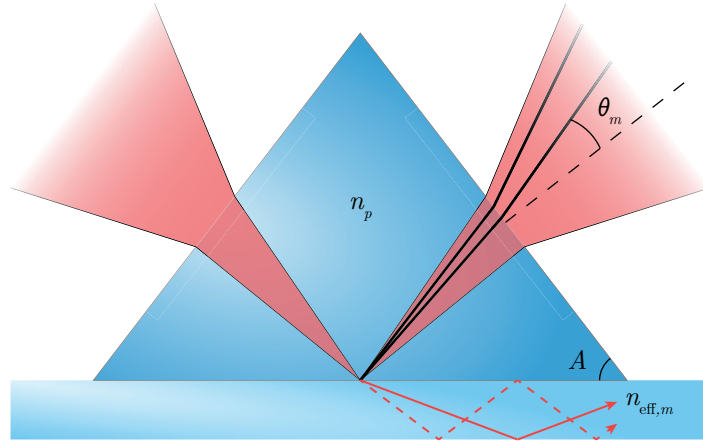
### 5.2.2 Extraction du contraste d'indice

Le contraste maximal  $\Delta n_{\text{max}}$  est extrait à partir du profil d'indice  $n(x)$  d'un guide plan. Dans le cas de l'échange d'ions, comme cela a été décrit dans la section 2.3, la variation d'indice est proportionnelle à la concentration de dopants  $c(x)$  :

$$n(x) = n_{\text{sub}} + c(x)\Delta n_{\text{max}} \quad (5.6)$$

À saturation, la concentration normalisée à la surface vaut  $c(0) = 1$ , et donc connaissant par ailleurs l'indice du verre  $n_{\text{sub}}$ , nous obtenons directement la valeur du contraste  $\Delta n_{\text{max}}$ . Le profil d'indice  $n(x)$  est obtenu expérimentalement à l'aide de la méthode des lignes noires (*m-lines* en anglais) [237] conjuguée à la méthode inverse Wentzel-Kramers-Brillouin (WKB) [238]. Le principe de la mesure, illustré sur la figure 5.2, consiste à exciter les différents modes d'un guide plan par couplage avec un prisme d'un faisceau laser monochromatique avec une polarisation rectiligne donnée<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Suivant la polarisation du champ électromagnétique incident par rapport à la direction du guide plan nous distinguons deux configurations : transverse électrique (TE) lorsque le champ



**FIGURE 5.2** – Excitation des modes d'un guide plan par couplage avec un prisme.

Certaines valeurs particulières d'angle du faisceau incident correspondent à un mode de propagation dans le guide plan. Auquel cas, la puissance optique est transférée à ce mode *via* le champ évanescent et est donc absente dans le faisceau en sortie de prisme où apparaît une ligne noire à l'angle associé. Connaissant l'angle  $A$  et l'indice  $n_p$  du prisme, la mesure des angles  $\theta_m$  par rapport à la normale permet de déterminer les valeurs  $n_{\text{eff},m}$  des indices effectifs des modes du guide plan.

Ensuite, à chaque indice est associé un point tournant avec la méthode inverse WKB<sup>1</sup> afin de reconstruire le profil  $n(x)$  pour accéder à la valeur de l'indice à la surface. La reconstruction du profil d'indice  $n(x)$  est plus précise avec un grand nombre de modes. Il s'agit alors par la suite de réaliser par échange d'ions un guide plan fortement multimode – le substrat est plongé pendant une durée suffisamment élevée dans le bain de sels sans masque de lithographie.

### 5.3 Échanges testés

Plusieurs échanges ont donc été testés, les grandeurs caractéristiques intervenant dans la variation d'indice, décrite dans la section 2.3.1.2, sont rappelées dans le ta-

électrique est parallèle à la surface du guide plan et transverse magnétique (TM) pour le champ magnétique.

<sup>1</sup> La méthode WKB est une approximation des solutions d'une équation différentielle et traite en particulier les points, dits tournants, où la dérivée s'annule. Physiquement, ce point correspond à la profondeur à laquelle le rayon associé au mode de propagation est réfléchi dans un guide à gradient d'indice.

bleau 5.1. Dans un premier temps les échanges sont réalisés sur le même substrat borosilicate que l'échange argent ( $\text{Ag}^+$ ), à savoir le verre GO14 de *Teem Photonics*, c'est donc l'ion sodium ( $\text{Na}^+$ ) qui est substitué par l'une des deux espèces étudiées. Dans le cas de l'échange d'ions argent l'augmentation de l'indice repose sur la différence de polarisabilité avec le sodium. Nous nous intéressons ici aux ions dopants potassium ( $\text{K}^+$ ) et thallium ( $\text{Tl}^+$ ) pour lesquels nous attendons une contribution supplémentaire de la variation d'indice en raison de la différence de rayon ionique par rapport au sodium.

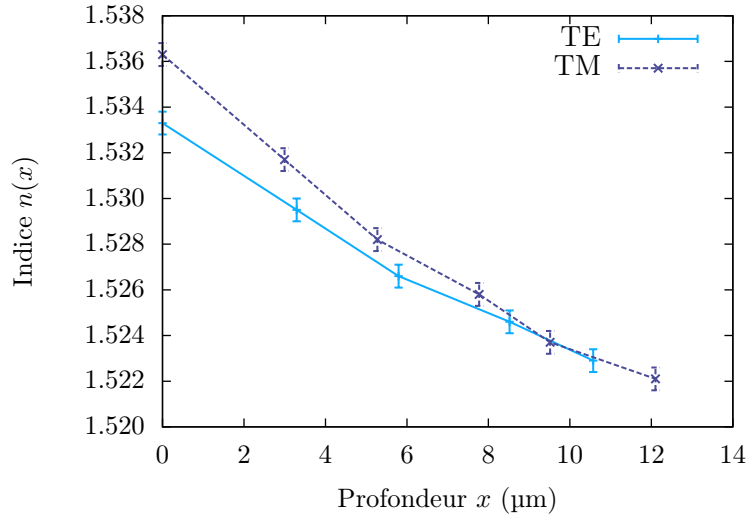
Ion –	Polarisabilité ( $\text{\AA}^3$ )	Rayon ionique ( $\text{\AA}$ )
$\text{Na}^+$	0,43	0,95
$\text{Ag}^+$	2,40	1,26
$\text{K}^+$	1,33	1,33
$\text{Tl}^+$	5,20	1,49

**TABLEAU 5.1** – Grandeurs caractéristiques des différentes espèces ioniques.

### 5.3.1 Échange potassium

Nous nous sommes d'abord intéressés à l'échange potassium ( $\text{K}^+$ ). Le substrat est plongé dans un bain pur de nitrate de potassium ( $\text{KNO}_3$ ) chauffé à  $380^\circ\text{C}$ . Pour obtenir un guide plan, la durée d'échange est progressivement augmentée jusqu'à 160 h. La différence de rayon ionique, de l'ordre de 32 %, entre les deux espèces introduit des contraintes [167] qui limite fortement l'échange  $\text{Na}^+/\text{K}^+$ . C'est pourquoi la durée d'échange est particulièrement longue. Nous comptons alors quatre modes à  $\lambda = 635 \text{ nm}$ , le profil d'indice extrait par la méthode inverse WKB est reporté sur la figure 5.3 pour les deux polarisations, TE et TM.

Les contraintes mécaniques induisent une biréfringence de l'indice, c'est à dire une différence de valeur entre les deux polarisations TE et TM du champ électromagnétique. Dans le cas de l'échange  $\text{Na}^+/\text{K}^+$  sur verre GO14, nous observons que  $n_{\text{TM}} > n_{\text{TE}}$ , ce qui traduit des contraintes en compression [167]. Le bain ne comportant que du potassium, nous obtenons directement à partir de la variation d'indice en surface le contraste maximal  $\Delta n_{\text{max}} = 0,0148 \pm 0,0005$ . Cette valeur de  $\Delta n_{\text{max}}$ , six fois plus faible que celle autorisée par l'échange argent ne répond pas à notre



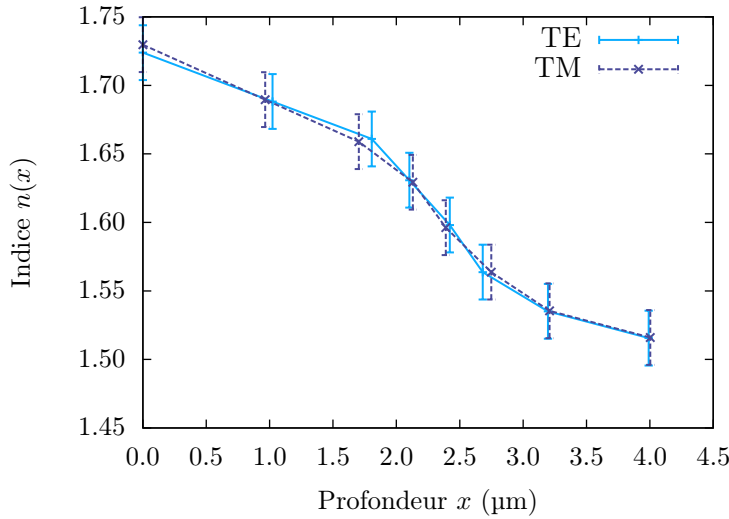
**FIGURE 5.3** – Profil d'indice résultant de l'échange  $\text{Na}^+/\text{K}^+$  sur verre GO14 extrait à  $\lambda = 635 \text{ nm}$  par la méthode des lignes noires et inverse WKB pour les polarisation TE et TM.

objectif en terme de confinement. Ce qui nous amène à considérer une autre espèce pour l'obtention de fort contraste d'indice.

### 5.3.2 Échange thallium

L'échange thallium ( $\text{Tl}^+$ ) a donc été ensuite testé, toujours sur verre GO14. La toxicité de cette espèce ionique oblige le recours à une boîte à gants, toutefois le procédé d'échange demeure identique à celui employé pour les autres espèces ioniques. Ici la différence de rayon ionique est encore plus importante, environ 57 %, que dans le cas du potassium. Plusieurs essais ont été conduits en augmentant progressivement la température et la durée d'échange. Les contraintes mécaniques imposées par l'échange thallium s'avèrent trop importantes pour que l'échange ait effectivement lieu. Finalement, une seule ligne apparait pour un échange à 80 % molaire de thallium dans les conditions les plus extrêmes en matière de durée et de température, à savoir 120 h à  $380^\circ\text{C}$ . Cependant, le substrat est noirci en fin de procédé, probablement en raison de la dégradation du bain thallium également grisâtre. Cette première mesure ne nous permet pas d'extraire le contraste d'indice produit par l'échange thallium sur GO14, et nous conduit à envisager l'utilisation d'un autre verre pour l'étude de l'échange ionique au thallium.

Par ailleurs, un verre silicate dédié à l'échange thallium a été développé au laboratoire en partenariat avec *Saint-Gobain Recherche*. Sa composition, protégée par un brevet [239], renferme une forte teneur en sodium ( $\text{Na}_2\text{O}$ ). Nous étudions alors l'échange  $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$  sur ce verre spécifique. Ici, la fraction molaire de thallium dans le bain est de 50 %. L'échange a lieu pour une température plus faible,  $300^\circ\text{C}$ , afin d'éviter la dégradation du bain. Par ailleurs, l'échange s'opère même pour des durées significativement plus courtes. Ainsi après 28 h, nous obtenons 10 lignes noires. Le profil d'indice correspondant est représenté sur la figure 5.4 pour les deux polarisations.



**FIGURE 5.4** – Profil d'indice résultant de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$  sur verre SGR extrait à  $\lambda = 635\text{nm}$  par la méthode des lignes noires et inverse WKB pour les polarisations TE et TM.

Contrairement à l'échange d'ions potassium, les profils d'indice ne présentent pas de biréfringence. L'absence de contrainte signifie que ce verre tolère davantage la différence de rayon ionique entre les espèces échangées. Toutefois, les ions thallium ne pénètrent que très peu profondément dans le verre. La polarisabilité du thallium étant douze fois supérieure à celle du sodium, le contraste d'indice à la surface atteint  $0,21 \pm 0,02$ . L'incertitude est ici plus élevée en raison des conditions expérimentales, les lignes noires obtenues dans ce cas sont moins bien définies qu'avec les échantillons précédents. Pour vérifier si avec le bain de sels utilisé la surface du verre est bien saturée en ions thallium ( $\text{Tl}^+$ ), plusieurs échanges ont été effectués à  $350^\circ\text{C}$ <sup>1</sup> pour des

<sup>1</sup> La température a dû être augmentée pour la faisabilité des échanges, la température du point

fractions molaires de 5 %, 10 %, 20 % et 50 %. Pour chaque échange, le profil d'indice est extrait et nous observons que la variation d'indice à la surface reste constante, de l'ordre de 0,2, quelle que soit la concentration en thallium. Par conséquent, le contraste d'indice maximal de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$  est  $\Delta n_{\text{max}} = 0,21 \pm 0,02$ .

## 5.4 Vers une rupture technologique

Pour conclure, les valeurs de contraste d'indice mesurées pour les différents échanges maîtrisés au laboratoire sont reportées dans le tableau 5.2. Les potentiels standards  $E^0$  des ions échangés normalisés par rapport à l'électrode standard à l'hydrogène<sup>1</sup> sont également donnés dans le tableau 5.2.

Échange Verre	$\text{Na}^+/\text{K}^+$ GO14	$\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ GO14	$\text{Na}^+/\text{Tl}^+$ SGR
$\Delta n_{\text{max}}$	$0,0148 \pm 0,0005$	$0,086 \pm 0,005$	$0,21 \pm 0,02$
$E^0$ (V) [240]	-2,93	0,80	-0,34

**TABLEAU 5.2** – Contraste d'indice des différents échanges étudiés. Dans le cas de l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ ,  $\Delta n_{\text{max}}$  a été mesuré au laboratoire par D. Bucci [181].

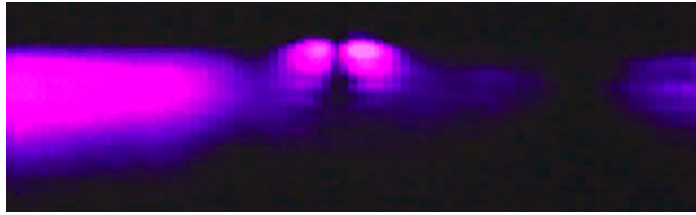
Parmi ces technologies, l'échange  $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$  est le plus prometteur car il autorise le plus fort contraste d'indice, près de 2,5 fois supérieur à celui obtenu avec l'échange  $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ . Ceci ouvre donc la voie à la réalisation de guides d'onde à très fort confinement modal. En outre, le potentiel standard du thallium ( $\text{Tl}^+ + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{Tl}_{(\text{s})}$ ) étant plus faible que celui de l'argent ( $\text{Ag}^+ + \text{e}^- \rightleftharpoons \text{Ag}_{(\text{s})}$ ), ce dernier est moins facilement réduit sous sa forme métallique. Nous anticipons donc une diminution des pertes par propagation pour les guides de surface.

### 5.4.1 Première démonstration

En guise de démonstration du potentiel de cette technologie, les premiers guides d'onde pour le visible ont été réalisés au laboratoire avec un échange à 50 % molaire de thallium et le verre dédié. Pour ce faire, un procédé de réalisation semblable à celui décrit au chapitre 2 pour l'échange argent a été employé. Toutefois, la couche masquante d'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), si elle est déposée avec une épaisseur standard de

<sup>1</sup> de fusion du bain de sels de nitrate augmentant pour les plus faibles concentrations de thallium. L'électrode standard à l'hydrogène est une électrode théorique servant de référence absolue et associée à la réaction d'oxydation  $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}^+ + 2\text{e}^-$ .

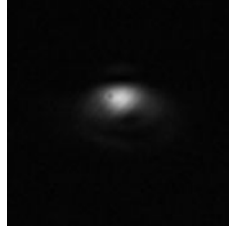
40 nm est altérée et devient poreuse sous l'action du nitrate de thallium ( $\text{Tl}(\text{NO}_3)_3$ ). Par conséquent, l'épaisseur de la couche est augmentée à 200 nm pour assurer son imperméabilité lors de l'échange. Le masque est ensuite ouvert par photolithographie et gravure humide avec des motifs dont la largeur varie de 0,5  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$ . Comme pour la réalisation des guides plan, l'échange a lieu dans une boîte à gants dédiée. La température du four est ici réglée à  $300 \pm 1^\circ\text{C}$ . Le substrat de verre est ensuite plongé dans le bain de sels fondus pendant 30 min avant d'être nettoyé à l'eau dans plusieurs bains de rinçage et sorti de la boîte à gants. Nous utilisons les différents bancs optiques présentés au chapitre 3 pour caractériser les guides d'ondes ainsi réalisés. Nous observons alors la présence d'un guide plan au niveau de la surface du verre dans lequel est couplé la lumière. Ce phénomène est alors imputé à un défaut d'imperméabilité du masque. Seule la distribution d'intensité en sortie d'un guide d'ouverture 4  $\mu\text{m}$  a pu être imagée. Le guide correspondant est monomode à  $\lambda = 635 \text{ nm}$  et supporte deux modes de propagation à  $\lambda = 405 \text{ nm}$  comme le montre la figure 5.5



**FIGURE 5.5** – Distribution d'intensité à  $\lambda = 405 \text{ nm}$  en sortie d'un guide de 4  $\mu\text{m}$  d'ouverture. Une partie de la lumière se propage dans le guide plan aux alentours du guide. Image obtenue avec un capteur CCD couleur.

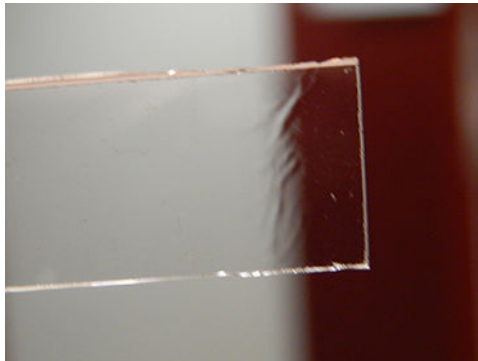
Suite à cette première tentative, un nouvel échantillon a été réalisé avec une attention particulière sur la qualité de la couche masquante. En outre, la durée d'échange a été réduite à 20 min. Pour ce second essai, nous n'observons pas de guide plan. Par ailleurs, le guide correspondant à une ouverture du masque de 0,5  $\mu\text{m}$  est monomode à  $\lambda = 405 \text{ nm}$ . La distribution d'intensité ainsi mesurée est représentée sur la figure 5.6

Ce résultat est remarquable car la largeur d'ouverture s'approche à la fois de la résolution de notre procédé de lithographie et de la longueur d'onde. Le mode est alors fortement confiné et nous mesurons une aire effective de l'ordre de  $1,0 \pm 0,4 \mu\text{m}^2$ . Notons que ce guide est également monomode aux longueurs d'onde  $\lambda =$

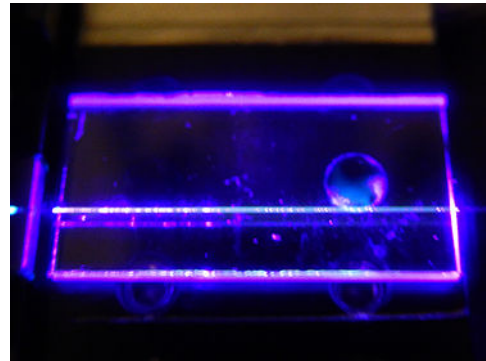


**FIGURE 5.6** – Distribution d'intensité à  $\lambda = 405$  nm en sortie du guide monomode de  $0,5 \mu\text{m}$  d'ouverture.

635 nm et  $\lambda = 780$  nm, couvrant ainsi toute la gamme visible du spectre. Les pertes par propagation dans ce guide s'élèvent à  $9,2 \pm 1,2$  dB/cm à  $\lambda = 405$  nm. Cette valeur élevée est attribuée à deux sources de pertes. D'une part, les substrats de verre présentent des défauts d'homogénéité ou des bulles, tels que ceux montrés sur la figure 5.7(a). D'autre part, la rugosité de la surface du verre et du bord des guides définis par lithographie introduit une diffusion de type Rayleigh, qui suit une loi en  $\lambda^{-4}$ , relativement importante à cette longueur d'onde comme l'atteste la photographie de la figure 5.7b.



(a) Exemple de défaut d'homogénéité du verre.



(b) Photographie de la diffusion de la lumière dans le guide d'onde sous injection à  $\lambda = 405$  nm.

**FIGURE 5.7** – Origines des pertes par propagation dans les guides d'onde réalisés par échange d'ions thallium.

Malgré cette valeur élevée des pertes, ces premiers résultats sont encourageants et ouvrent de nouvelles perspectives vers le visible et les applications non-linéaires.



### 5.4.2 Perspectives ouvertes

L'échange ionique au thallium a été dans le passé utilisé pour la réalisation du premier guide d'onde intégrée sur verre par T. Izawa et H. Nakagome [108]. Il est depuis, à notre connaissance, délaissé au profit de la technologie à l'argent pour les télécommunications optiques. Les résultats présentés dans ce chapitre signent le renouveau de l'échange thallium, qui apparaît particulièrement adapté pour l'approche micro-système optique, où il est notamment souvent nécessaire d'accéder aux longueurs d'onde visibles. En outre, le contraste d'indice atteint laisse entrevoir la possibilité de réaliser des guides à fort confinement dédiés aux applications non-linéaires. Nous proposons alors plusieurs axes de recherches à moyen et long terme pour poursuivre cette ouverture de la technologie de l'échange d'ions :

- Premièrement, le verre spécifique élaboré en partenariat avec *Saint-Gobain Recherche* nécessite encore du développement pour en améliorer la qualité. En effet, les substrats utilisés sont issus d'une première coulée présentant quelques défauts d'homogénéité. Les pertes par propagation pourront être réduites grâce à ces efforts. À ce sujet, une nouvelle coulée de verre est planifiée ;
- Le second axe de travail concerne le développement du procédé d'échange ionique au thallium sur ce verre. Pour qualifier cette technologie, spécifiquement pour l'étude d'effets non-linéaires, les pertes linéaires dans la bande spectrale visible et le seuil d'endommagement devront être caractérisés. Cette étude permettra d'évaluer l'avantage du thallium vis-à-vis de l'argent en matière de réduction sous forme métallique et d'identifier plus précisément les sources de pertes. D'autre part, ces mesures pourront être complétées par l'étude de l'enterrage des guides, à l'image de ce qui a été fait pour l'échange argent. En particulier, l'enterrage thermique du cœur des guides nous semble être une alternative particulièrement intéressante pour diminuer les pertes du type diffusion Rayleigh ;
- Enfin, les coefficients de diffusion dans ce verre devront être caractérisés sur des substrats de verre homogènes. Ceci permettra à terme de pouvoir se servir du modèle de diffusion pour simuler le comportement des guides d'onde afin de dimensionner un guide d'onde monomode à  $\lambda = 1064\text{ nm}$  pour la génération d'effets non-linéaires.

## 5.5 Conclusion

La technologie de l'échange d'ions argent, héritée des télécommunications optiques, est adaptée pour le proche-infrarouge tant que la demande en confinement ou en longueur de propagation n'est pas trop importante. Cependant, avec les besoins nouveaux identifiés au chapitre 1, cette technologie montre de fortes limitations, mises en évidence au chapitre 4. Les premiers résultats obtenus avec le thallium et présentés dans ce chapitre annoncent une rupture technologique majeure. En effet, l'échange  $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$  permet d'accéder à la partie visible du spectre, gamme spectrale particulièrement attractive pour les applications de type capteur en général et spectroscopie en particulier. De plus, le fort contraste d'indice obtenu avec cet échange permet d'envisager la réalisation de guides d'ondes à très fort confinement pour les applications non-linéaires. Nous concluons donc ce chapitre sur les perspectives ouvertes par cette approche, mais qui nécessitent cependant des caractérisations supplémentaires avant de concevoir des dispositifs. Par exemple, il reste à valider la présence moindre d'agrégats métalliques en raison du potentiel standard plus faible du thallium. Ceci devrait conduire à un seuil d'endommagement et à une longueur effective de propagation plus élevées que pour les guides d'onde réalisés avec la technologie de l'échange d'ions argent.



# Conclusion

Dans ce document, nous avons présenté l'étude des performances ultimes de la technologie de l'échange d'ion argent/sodium sur verre. Nous avons ainsi décrit la réalisation de guides d'onde présentant un fort confinement modal. Le champ électromagnétique propagé par le mode guidé est alors localisé dans sur une surface, dite aire effective, de l'ordre de la dizaine de micromètres carrés. Les densités de puissance ainsi atteintes permettent d'exalter les effets non-linéaire se produisant au cours de la propagation. Nous avons alors examiné leurs performances non-linéaires et établi que celles-ci restent limitées par les pertes optiques introduites par la présence d'agrégats d'argent métallique. C'est pourquoi, nous avons initié un changement technologique important en nous intéressant aux résultats obtenus avec un échange thallium/sodium.

Cette étude a débutée par le contexte historique de la naissance de l'optique intégrée. La technologie planaire, issue de la microélectronique, a ainsi été appliquée en premier lieu pour intégrer les fonctions optiques nécessaires au déploiement de systèmes de télécommunications optiques. Parmi les différentes filières technologiques, l'échange d'ions sur verre, développé depuis 30 ans dans le bassin grenoblois, est arrivé à maturité. Cette technologie est alors adaptée pour suivre l'évolution récente de l'optique intégrée vers les microsystèmes optiques. En dressant un état de l'art des dispositifs existants, nous avons alors identifié de nouveaux besoins en densité de puissance et en longueur de propagation élevées. Nous nous sommes donc fixés comme objectif la recherche des performances ultimes par la réalisation de guides longs à fort confinement en vue d'étudier la génération d'effets non-linéaires.

Dans le deuxième chapitre, les différents modèles nécessaires pour ces travaux ont été mis en place. La condition de guidage a ainsi été explicitée grâce à la théorie électromagnétique de la lumière. Pour que le piégeage de la lumière dans le guide

ait lieu il faut que l'indice de réfraction du cœur soit supérieur à celui du substrat. L'augmentation locale de l'indice est produite par la substitution des modificateurs de réseau du verre par une autre espèce ionique. La dynamique de l'échange d'ions a donc été décrite et la réalisation de trois types de guides a été envisagée. Pour l'étude du confinement en optique intégrée sur verre, nous disposons alors de guides de surface et de guides enterrés par enterrage sous champ ou thermique.

En vue d'exalter les effets non-linéaires, les paramètres technologiques de réalisation de ces trois types des guides ont été déterminés dans le troisième chapitre afin d'obtenir une aire effective minimale. Nous avons ainsi montré que le confinement des guides de surfaces présente un optimum pour des guides produits par échange d'ions pendant 2 min à 330 °C à travers une ouverture de 1,5  $\mu\text{m}$ . Une aire effective de  $(4,8 \pm 0,5) \mu\text{m}^2$  a ainsi été mesurée grâce à la caractérisation de guides réalisés dans ces conditions. Toutefois, la réduction de l'argent ionique en argent métallique à la surface du verre introduit des pertes de propagation de  $(1,0 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$ . L'enterrage du cœur des guides a donc été également étudié. Dans ce cas, le cœur a été éloigné de la surface soit en appliquant un champ électrique, soit par diffusion thermique. Ceci a contribué à réduire significativement les pertes optiques puisque celles-ci atteignent  $(0,1 \pm 0,1) \text{ dB/cm}$  pour les guides enterrés sous champ. Cependant le confinement est dans ce cas réduit, l'aire effective de ces guides ayant été mesurés à  $(13,8 \pm 1,4) \mu\text{m}^2$ . L'optimisation du confinement des guides réalisés par échange d'ions argent/sodium implique donc un compromis sur les pertes de propagation.

Ces guides ont ensuite été soumis à de fortes puissances issues d'une source laser impulsionnelle. Leur comportement a été reporté dans le quatrième chapitre. Nous avons démontré que la présence d'agrégats d'argent métallique, dont la signature en matière d'absorption a été mesurée sur les spectres de transmissions dans le visible, affecte les capacité des guides produits par échange d'ions argent/sodium à supporter de fortes densités de puissance. Un seuil d'endommagement de  $(21 \pm 10) \text{ GW/cm}^2$  a ainsi été mesuré pour les guides de surface. Les guides enterrés sous champ ont quant à eux supporté des densités de puissance atteignant  $(65 \pm 39) \text{ GW/cm}^2$ . L'étude de la génération d'effets non-linéaires et spécifiquement d'émission de type Stokes par diffusion Raman dans les guides d'onde à fort confinement nécessite une grande longueur de propagation. Des guides enroulés en spirale d'une longueur de 40 cm ont donc été spécialement réalisés. Dans le meilleurs des cas, obtenu par enterrage

---

thermique du cœur, des pertes optiques de  $0,8 \pm 0,1$  dB/cm ont été mesurées. Nous avons alors montré que ces pertes limitent fortement le potentiel de ces guides d'onde pour la génération d'effets non-linéaires.

Dans le cinquième chapitre, un changement de paradigme a donc été proposé. Les travaux pour atteindre un fort confinement avec un échange thallium/sodium sur un verre spécialement développé ont ainsi été initiés. La première démonstration d'un guide monomode dans le visible a été présentée. Ces premiers résultats prometteurs nous ont conduit à donner les perspectives pour une rupture technologique majeure.

## Conclusion

---

# Liste des figures

1.1	Représentation de l'expérience de la fontaine de Colladon éclairée par une lampe à arc, comme suggéré par Auguste de la Rive, d'après [4].	7
1.2	Deux exemples de systèmes de télécommunications optiques. . . . .	9
1.3	Représentation du premier laser à rubis conçu par Maiman. . . . .	10
1.4	Évolution du transistor du germanium en volume vers le silicium en planaire. . . . .	11
1.5	Exemple de réduction des dimensions, 23 ans séparent les deux images.	12
1.6	Positionnement des dispositifs d'optique intégrée au niveau de l'émetteur et du récepteur, à l'interface entre l'électronique et les fibres optiques. . . . .	14
1.7	Exemples de circuits optiques intégrés. . . . .	15
1.8	Exemples de circuits optiques intégrés sur silicium. . . . .	17
1.9	Image MEB de guides d'onde en phosphore d'indium, d'après [69]. .	18
1.10	Image MEB du cœur du guide avant encapsulation (gauche) et vue en coupe après encapsulation (droite) d'après [76]. . . . .	19
1.11	Image MEB d'un guide d'onde en silice suspendu sur substrat de silicium, d'après [83]. . . . .	20
1.12	Guides d'onde sur substrat de $\text{LiNbO}_3$ pour les modulateurs optiques.	21
1.13	guide d'onde en polymère utilisé pour les interconnexion entre PCB.	24
1.14	Vue en coupe de la sortie d'un guide réalisé par échange d'ion au cours de cette thèse et éclairé en lumière blanche. . . . .	25
1.15	Exemple de coupleur en étoile à plusieurs sorties. . . . .	27
1.16	Spectre de transmission des différents types de verres, d'après [133]. .	29
1.17	Tête de lecture de CD-ROM intégrée en micro-optique sur substrat de silicium, d'après [137]. . . . .	30



1.18	Architecture fonctionnelle du système LiDAR dans le projet DANIELA, d'après [156]. . . . .	33
1.19	Capteur optofluidique pour la mesure de spectre d'absorption, ici du néodyme dans de l'acide nitrique, d'après [161]. . . . .	35
2.1	Structure d'un guide plan asymétrique. . . . .	44
2.2	Distributions du champ des modes d'un guide plan en fonction de l'indice effectif, d'après [10]. . . . .	45
2.3	Représentation d'un guide ruban avec un confinement selon deux directions matérialisées par les lignes en pointillé. . . . .	48
2.4	Diagramme de phase représentant la réduction de volume au cours de la solidification. La cristallisation, 1, conduit à une réduction abrupte du volume. Contrairement à la transition vitreuse, 2, où le volume décroît continument. . . . .	49
2.5	Évolution de la concentration normalisée en surface $c_s$ en fonction de la fraction molaire $x_B$ d'ions dopants dans la source diluée pour différentes valeurs de la constante d'équilibre $K$ . . . . .	53
2.6	Exemples de distribution de concentration normalisée $c$ en dopant, avec et sans champ externe $E_{\text{ext}}$ , dans le cas unidimensionnel où $D_A = D_B$ . Pour cet exemple, les paramètres ont été fixés à $t = 5 \text{ min}$ , $E_{\text{ext}} = 400 \text{ kV/m}$ , $D_B = 8,7 \mu\text{m}^2/\text{min}$ et $\mu_B = 3,0 \mu\text{m}^2/(\text{V}.\text{min})$ . . . . .	57
2.7	Protocole de simulation avec à gauche les paramètres d'entrée et un exemple de fichier de sortie à droite. . . . .	59
2.8	Principales étapes du procédé technologique employé pour la réalisation de guides d'onde en optique intégrée sur verre. (a) substrat vierge, (b) dépôt d'un masque imperméable à l'échange d'ions, (c) photolithographie, (d) échange d'ions, (e) retrait du masque et nettoyage et (f) enterrage éventuel du cœur. . . . .	60
2.9	Exemple de guide de surface. . . . .	61
2.10	Exemple de guide enterré sous champ. . . . .	62
2.11	Exemple de guide enterré thermiquement. . . . .	63
3.1	Représentation d'un guide courbe par transformation conforme. . . .	67
3.2	Traitement du couplage entre deux guides parallèles identiques par la théorie des perturbations. . . . .	68

3.3	Nombre de modes guidés à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la largeur d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ et de la durée d'échange $t_{\text{éch}}$ . . . . .	73
3.4	Aire effective $A_{\text{eff}}$ du mode fondamental calculées à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la largeur d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ et de la durée d'échange $t_{\text{éch}}$ . . . . .	74
3.5	Aire effective $A_{\text{eff}}$ du mode fondamental calculées à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la largeur d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ pour $t_{\text{éch}} = 2$ min. . . . .	75
3.6	Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à $\lambda = 1064$ nm pour différentes largeurs d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ avec $t_{\text{éch}} = 2$ min . . . . .	76
3.7	Valeurs de l'aire effective $A_{\text{eff}}$ du mode fondamental calculées à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la durée d'enterrage $t_{\text{ent}}$ pour différents champs appliqués $E_{\text{ext}}$ . . . . .	78
3.8	Évolution de la profondeur d'enterrage $e_{\text{ent}}$ (haut) et du contraste d'indice du cœur $\Delta n_{\text{cœur}}/\Delta n_{\text{surf}}$ en fonction de la durée d'enterrage $t_{\text{ent}}$ pour différents champs appliqués $E_{\text{ext}}$ . . . . .	79
3.9	Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à $\lambda = 1064$ nm pour différentes durées d'enterrage $t_{\text{ent}}$ avec $E_{\text{ext}} = 200$ kV/m. Les coupes horizontales sont centrées sur la profondeur d'enterrage du mode. À titre d'information, le profil d'intensité du mode fondamental des guides de surface optimisés est également représenté. . . . .	80
3.10	Nombre de modes guidés à $\lambda = 1064$ nm en fonction de la largeur d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ et de la durée d'échange $t_{\text{éch}}$ dans le cas d'un enterrage thermique de 60 s. . . . .	81
3.11	Coupes horizontales (gauche) et verticales (droite) du profil d'intensité du mode fondamental à $\lambda = 1064$ nm du guide enterré thermiquement optimisé, comparées au guide de surface. . . . .	84
3.12	Carte de distribution en intensité du mode fondamental à $\lambda = 1064$ nm des guides d'ondes optimisés : (a) guide de surface, (b) enterrage thermique et (c) enterrage sous champ. . . . .	85
3.13	Détail du montage pour l'enterrage sous champ. . . . .	87
3.14	Mesure des températures $T_{\text{sup}}$ et $T_{\text{inf}}$ au cours de l'enterrage des bains supérieur et inférieur. . . . .	87

3.15	Exemple d'évolution des grandeurs électriques au cours d'un enterrage. Le courant $I$ délivré par le générateur, ainsi que la tension $U$ sont mesurés en temps réels. La résistance $R$ du montage est ensuite calculée.	89
3.16	Banc de caractérisation utilisé pour la mesure de la distribution modale.	90
3.17	Réponse impulsionnelle normalisée simulée à $\lambda = 1060$ nm pour un objectif de microscope d'ouverture $NA = 0,65$ .	92
3.18	Coupes horizontales et verticales du champ du guide de surface optimisé sans (Objet) et avec (Image) la convolution par la fonction d'étalement du point de l'objectif.	93
3.19	Exemple d'extraction des demi-largeurs de mode par régression avec une distribution gaussienne.	94
3.20	Exemple d'interférence utilisée pour mettre en évidence la surface du verre afin de déterminer la profondeur d'enterrage.	94
3.21	Banc de caractérisation utilisé pour la mesure des pertes par insertion.	95
3.22	Valeurs mesurées de l'aire effective $A_{\text{eff}}$ comparées aux valeurs calculées pour les différentes largeurs d'ouverture $w_{\text{ouv}}$ .	97
3.23	Distributions d'intensité du mode fondamental des guides optimisés, mesurées à $\lambda = 1060$ nm pour une largeur d'ouverture de $1,5 \mu\text{m}$ . Les largeurs à $1/e^2$ sont également rappelées. (a) Guide de surface – $t_{\text{éch}} = 2$ min, $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ . (b) Guide enterré thermiquement – $t_{\text{éch}} = 4$ min, $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ , $t_{\text{ent}} = 1$ min, $T_{\text{ent}} = 330^\circ\text{C}$ . (c) Guide enterré sous champ – $t_{\text{éch}} = 2$ min, $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ , $t_{\text{ent}} = 17$ min30 s, $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ , $I = 30$ mA.	101
4.1	Représentation d'un train d'impulsions laser.	105
4.2	Image au microscope optique de l'endommagement d'un verre de silice produit par un laser Ti:Saphir émettant des impulsions de 900 ps à $\lambda = 1053$ nm, d'après [202].	108
4.3	Image au microscope optique de l'endommagement d'une fibre optique dans laquelle est injecté le faisceau d'un laser Nd:YAG émettant des impulsions de 5 ns à $\lambda = 392$ nm, d'après [205].	109
4.4	Banc de caractérisation utilisé pour la mesure du seuil d'endommagement.	110
4.5	Image au microscope optique de l'endommagement des guides enterrés au niveau de la facette de sortie.	111

4.6	Image au microscope optique de l'endommagement des guides de surface au niveau de la facette d'entrée. . . . .	112
4.7	Image au microscope optique de l'endommagement du verre GO14 ayant subi un échange $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ de 40 min à 330 °C. . . . .	115
4.8	Spectre d'absorption mesurés pour les nanoparticules d'argent en solution colloïdale et en couche mince, d'après [210]. . . . .	116
4.9	Spectre des pertes par propagation mesurées pour les guides de surface et les guides enterrés sous champ. . . . .	116
4.10	Diffusion inélastique et transfert d'énergie avec un phonon dans le cas (a) Stokes, (b) anti-Stokes et (c) stimulé. . . . .	122
4.11	Spectre de gain Raman de la silice mesuré avec une pompe à $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ , d'après [180]. . . . .	124
4.12	Dispersion chromatique calculée pour les guides de surface et les guides enterrés et comparée à la contribution du matériau. . . . .	128
4.13	Banc de caractérisation dédié à la mesure de spectres non-linéaire en sortie de fibre. . . . .	132
4.14	Spectres mesurés en sortie de fibre 980HP en fonction de la longueur pour une puissance crête injectée de $8,0 \pm 0,4 \text{ kW}$ . La bande de réjection autour de 1064 nm du filtre apparaît clairement sur les spectres. . . . .	134
4.15	Spectres mesurés en sortie de fibre 980HP en fonction de la puissance crête injectée pour une longueur de 70 cm. . . . .	136
4.16	Illustration d'un guide en spirale repliée pour l'intégration de grandes longueurs de propagation en optique intégrée. . . . .	139
4.17	Contribution des pertes par courbure calculées à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ pour les différents types de guides. . . . .	140
4.18	Illustration d'un défaut typique, repéré par le cercle rouge, le long de la spirale sans injection (gauche) et avec injection (droite). . . . .	142
4.19	Évolution de la longueur effective pour différentes valeurs du coefficient d'atténuation dans les guides d'onde. . . . .	143
4.20	Carte de la puissance critique en fonction de la longueur de propagation et du confinements pour des pertes de 0,1 dB/cm. . . . .	144
4.21	Exemple de spirale avec un grand rayon de courbure. . . . .	145

5.1	Distribution du champ du mode fondamental à $\lambda = 1064 \text{ nm}$ donné par (5.1) en fonction de la variation d'indice $\Delta n$ pour une largeur de guide $e = 2 \mu\text{m}$ . . . . .	150
5.2	Excitation des modes d'un guide plan par couplage avec un prisme. .	151
5.3	Profil d'indice résultant de l'échange $\text{Na}^+/\text{K}^+$ sur verre GO14 extrait à $\lambda = 635 \text{ nm}$ par la méthode des lignes noires et inverse WKB pour les polarisation TE et TM. . . . .	153
5.4	Profil d'indice résultant de l'échange $\text{Na}^+/\text{Tl}^+$ sur verre SGR extrait à $\lambda = 635 \text{ nm}$ par la méthode des lignes noires et inverse WKB pour les polarisations TE et TM. . . . .	154
5.5	Distribution d'intensité à $\lambda = 405 \text{ nm}$ en sortie d'un guide de $4 \mu\text{m}$ d'ouverture. Une partie de la lumière se propage dans le guide plan aux alentours du guide. Image obtenue avec un capteur CCD couleur.	156
5.6	Distribution d'intensité à $\lambda = 405 \text{ nm}$ en sortie du guide monomode de $0,5 \mu\text{m}$ d'ouverture. . . . .	157
5.7	Origines des pertes par propagation dans les guides d'onde réalisés par échange d'ions thallium. . . . .	157

# Liste des tableaux

1.1	Estimation du marché de l'optique intégrée en 2001 et prévisions pour 2005. . . . .	30
2.1	Grandeurs caractéristiques des espèces ioniques couramment rencontrées pour la réalisation de guide d'onde en optique intégrée sur verre [147].	51
3.1	Paramètres de l'échange $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ sur verre borosilicate GO14 mesurés par D. Bucci [181]. $A$ et $B$ sont les coefficients d'alcalin mixte, $c_s$ la concentration normalisée à la surface et $E_a$ l'énergie d'activation. .	72
3.2	Coefficients de diffusion de l'échange $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ sur verre borosilicate GO14 mesurés par D. Bucci [181] à $T_{\text{éch}} = 330^\circ\text{C}$ . . . . .	73
3.3	Coefficients de diffusion calculés à $T_{\text{ent}} = 260^\circ\text{C}$ à partir des valeurs mesurées de l'échange $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ sur verre borosilicate GO14. . . . .	77
3.4	Niveaux des facteur retenu pour le domaine d'étude. . . . .	82
3.5	Plan d'expérience et valeur simulée de la réponse. . . . .	82
3.6	Coefficients polynomiaux du modèle associé au plan d'expériences. .	83
3.7	Valeurs des paramètres technologiques issus du dimensionnement afin d'atteindre un fort confinement du mode fondamental. . . . .	84
3.8	Mesures des propriétés des guides de surface pour différentes largeurs d'ouverture. . . . .	98
3.9	Mesures des propriétés des guides enterrés sous champ pour différentes largeurs d'ouverture. . . . .	99
3.10	Mesures des propriétés des guides enterrés thermiquement avec une ouverture $w_{\text{ouv}} = 1,5\text{ }\mu\text{m}$ . . . . .	100
3.11	Synthèse des résultats de mesure pour chaque type de guide. . . . .	100

4.1	Caractéristiques de la source impulsionnelle commerciale utilisée pour l'étude du comportement en puissance des guides d'onde. . . . .	106
4.2	Synthèse des résultats de la mesure de la puissance maximale avant endommagement des guides. . . . .	118
4.3	Synthèse des effets non-linéaires prédominants pour chacun des quatre régimes non-linéaires. SPM = automodulation de phase, SRS = diffusion Raman stimulée et FWM = mélange à quatre ondes. . . . .	125
4.4	Valeurs calculées de la dispersion chromatique des différents types de guides à $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ . . . . .	128
4.5	Valeurs observées et théoriques de la puissance critique pour différentes longueurs de fibre. . . . .	136
4.6	Grandeurs caractéristiques à $\lambda_p = 1064 \text{ nm}$ des différents types de guides pour l'étude d'effets non-linéaires. . . . .	138
4.7	Grandeurs caractéristiques des spirales de 40 cm. . . . .	142
5.1	Grandeurs caractéristiques des différentes espèces ioniques. . . . .	152
5.2	Contraste d'indice des différents échanges étudiés. Dans le cas de l'échange $\text{Na}^+/\text{Ag}^+$ , $\Delta n_{\text{max}}$ a été mesuré au laboratoire par D. Bucci [181].	155

# Listes des symboles

## Acronymes

ADI	<i>Alternating Direction Implicit</i> (angl.)
AT&T	<i>American Telephone &amp; Telegraph</i> (angl.)
APE	<i>Annealed Proton Exchange</i> (angl.)
AWG	<i>Arrayed Waveguide Grating</i> (angl.)
BDN	Bis(4-Dimethylaminodithiobenzil)Nickel
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i> (angl.)
CMOS	<i>Complementary Metal–Oxide–Semiconductor</i> (angl.)
DANIELA	<i>Demonstration of ANemometry InstruMent based on LAser</i> (angl.)
DFB	<i>Distributed FeedBack</i> (angl.)
DWDM	<i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i> (angl.)
EDFA	<i>Erbium-Doped Fiber Amplifier</i> (angl.)
EDWA	<i>Erbium-Doped Waveguide Amplifier</i> (angl.)
EIC	<i>Electronic Integrated Circuit</i> (angl.)
ENIAC	<i>Electronic Numerical Integrator Analyser and Computer</i> (angl.)
FHD	<i>Flame Hydrolysis Deposition</i> (angl.)
FTTH	<i>Fiber To The Home</i> (angl.)
FWM	<i>Four-Wave Mixing</i> (angl.)
GVD	<i>Group Velocity Dispersion</i> (angl.)
IC	<i>Integrated Circuit</i> (angl.)
IMEP-	Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique –
LaHC	Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation



ITU	<i>International Telecommunication Union</i> (angl.)
LASER	<i>Light Amplification bu Stimulated Emission of Radiation</i> (angl.)
LEMO	Laboratoire d'Électromagnétisme Microondes et Optoélectronique
LiDAR	<i>Light Detection And Ranging</i> (angl.)
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i> (angl.)
MEMS	<i>MicroElectroMechanical Systems</i> (angl.)
MOEMS	<i>MicroOptoElectroMechanical Systems</i> (angl.)
NA	<i>Numerical Aperture</i> (angl.)
NESLIE	<i>NEw Standby Lidar InstrumEnt</i> (angl.)
NTT	<i>Nippon Telegraph and Telephone corporation</i> (angl.)
OEIC	<i>Opto-Electronic Integrated Circuits</i> (angl.)
OLED	<i>Organic Light Emitting Diode</i> (angl.)
OPCB	<i>Optical Printed Circuit Board</i> (angl.)
PCB	<i>Printed Circuit Board</i> (angl.)
PIC	<i>Photonic Integrated Circuit</i> (angl.)
PLC	<i>Planar Lightwave Circuit</i> (angl.)
PSF	<i>Point Spread Function</i> (angl.)
SOI	<i>Silicon-On-Insulator</i> (angl.)
SOS	<i>Silicon-On-Sapphire</i> (angl.)
SPM	<i>Self-Phase Modulation</i> (angl.)
SRS	<i>Stimulated Raman Scattering</i> (angl.)
SSFM	<i>Split-Step Fourier Method</i> (angl.)
TE	Transverse Électrique
TM	Transverse Magnétique
VCSEL	<i>Vertical Cavity Surface-Emitting Laser</i> (angl.)
WKB	Wentzel-Kramers-Brillouin
ZBLAN	ZrF <sub>4</sub> -BaF <sub>2</sub> -LaF <sub>3</sub> -AlF <sub>3</sub> -NaF (angl.)
ZCE	Zone de Charge d'Espace
ZDW	<i>Zero-Dispersion Wavelength</i> (angl.)

## Symboles latins

$A$	Coefficient d'alcalins mixtes de l'espèce ionique $A^+$
$A^+$	ion modificateur de réseau présent dans le verre
$A_{\text{eff}}$	aire effective du mode guidé
$B$	Coefficient d'alcalins mixtes de l'espèce ionique $B^+$
$B^+$	ion dopant introduit dans le verre par échange d'ions
$\mathcal{B}$	vecteur induction magnétique
$c$	vitesse de la lumière dans un milieu d'indice $n$ ou concentration normalisée de dopants
$c_0$	célérité de la lumière ou concentration initiale
$c_s$	concentration normalisée à la surface
$C_i$	concentration de l'espèce ionique $i$ ( $i = A^+, B^+$ )
$\mathcal{D}$	vecteur induction électrique
$\tilde{D}$	coefficient d'inter-diffusion
$D_i$	coefficient de diffusion de l'espèce ionique $i$ ( $i = A^+, B^+$ )
$D_\lambda$	coefficient de dispersion chromatique
$e$	charge élémentaire
$e_{\text{ent}}$	profondeur d'enterrage
$\mathcal{E}$	vecteur champ électrique
$E^0$	potentiel standard d'oxydoréduction
$E_0$	champ électrique du mode fondamental
$E_a$	énergie d'activation
$\mathbf{E}_{\text{ext}}$	champ électrique externe
$\mathbf{E}_{\text{int}}$	champ électrique interne
$E_p$	énergie d'une impulsion
$f_{\text{rép}}$	taux de répétition
$g_R$	coefficient de gain Raman
$h$	réponse impulsionnelle
$\mathcal{H}$	vecteur champ magnétique
$H$	coefficient de Haven
$I$	intensité optique ou courant électrique

$I_{\text{cr}}$	densité de puissance optique critique
$I_{\text{max}}$	densité de puissance optique maximale
$\mathbf{j}_B$	courant ionique de dopant associé à la concentration normalisée $c$
$\mathbf{J}_i$	courant ionique associé à l'espèce ionique $i$ ( $i = A^+, B^+$ )
$\mathbf{J}_i^{\text{diff}}$	courant ionique de diffusion
$\mathbf{J}_i^{\text{trans}}$	courant ionique de transport
$\mathbf{k}$	vecteur d'onde
$k$	nombre d'onde
$k_0$	nombre d'onde dans le vide
$k_B$	constante de Boltzmann
$K$	constante d'équilibre
$L$	longueur de propagation
$L_{\text{eff}}$	longueur effective
$\mathcal{M}$	vecteur aimantation
$n$	indice de réfraction
$n_0$	indice de réfraction linéaire
$n_2$	indice de réfraction non-linéaire
$n_{\text{eff}}$	indice effectif du mode guidé
$n_{\text{eq}}$	indice équivalent
$n_{\text{sub}}$	indice du substrat
$\Delta n$	contraste d'indice
$\Delta n_{\text{max}}$	variation d'indice maximale
$\delta n_{\text{NL}}$	variation non-linéaire d'indice
$\mathcal{P}$	vecteur polarisation
$P$	puissance optique ou polarisation
$P_{\text{cr}}$	puissance critique
$P_{\text{crête}}$	puissance optique crête
$P_{\text{élec}}$	puissance électrique
$P_{\text{max}}$	puissance optique maximale
$P_{\text{moy}}$	puissance optique moyenne
$P_{\text{NL}}$	polarisation non-linéaire

---

$P_p$	puissance optique à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p$
$P_S$	puissance optique à la longueur d'onde Stokes $\lambda_S$
$P_{SF}$	puissance critique d'autofocalisation
$\mathbf{r}$	vecteur position
$R$	constante universelle des gaz parfaits ou rayon de courbure ou résistance électrique
$R_0$	réfractivité par mole d'oxygène
$\Delta R$	variation de réfractivité
$t_{\text{éch}}$	durée d'échange
$t_{\text{ent}}$	durée d'enterrage
$T_{\text{éch}}$	température d'échange
$T_{\text{ent}}$	température d'enterrage
$T_g$	transition vitreuse
$T_{\text{inf}}$	température du bain inférieur
$T_{\text{sup}}$	température du bain supérieur
$\Delta t$	délai
TF	transformée de Fourier
$U$	tension électrique
$v_g$	vitesse de groupe
$V_0$	volume par mole d'oxygène
$\Delta V$	variation de volume
$w_0$	rayon du mode guidé
$w_{\text{ouv}}$	largeur d'ouverture du masque de lithographie
$w_{x,y}$	demi-largeur à $1/e^2$ du mode guidé
$x_B$	fraction molaire de dopants

## Symboles grecs

$\alpha$	coefficient de pertes
$\alpha_c$	coefficient de pertes par couplage
$\alpha_F$	coefficient de pertes de Fresnel
$\alpha_{\text{ins}}$	coefficient de pertes par insertion
$\alpha_{\text{prop}}$	coefficient de pertes par propagation

$\alpha_p$	coefficient de pertes par propagation à la longueur d'onde de pompe $\lambda_p$
$\alpha_S$	coefficient de pertes par propagation à la longueur d'onde Stokes $\lambda_S$
$\alpha_{st}$	coefficient de Stewart
$\beta$	constante de propagation
$\beta_0$	constante de propagation linéaire
$\delta\beta_{NL}$	variation non-linéaire de la constante de propagation
$\gamma$	coefficient non-linéaire
$\Gamma$	intégrale de recouvrement
$\epsilon_0$	permittivité du vide
$\zeta$	constante sans dimension de la puissance critique
$\eta$	impédance du matériau
$\kappa$	coefficient de couplage
$\lambda$	longueur d'onde
$\lambda_p$	longueur d'onde de pompe
$\lambda_S$	longueur d'onde Stokes
$\lambda_{ZDW}$	zéro de dispersion
$\Delta\lambda$	décalage en longueur d'onde
$\mu_0$	perméabilité du vide
$\mu_i$	mobilité de l'espèce ionique $i$ ( $i = A^+, B^+$ )
$\nu$	fréquence
$\tau$	durée des impulsions
$\varphi$	phase
$\Delta\varphi_{NL}$	variation non-linéaire de la phase
$\chi$	susceptibilité du milieu
$\chi^{(3)}$	susceptibilité du troisième ordre
$\chi_I^{(3)}$	partie imaginaire de la susceptibilité du troisième ordre
$\chi_R^{(3)}$	partie réelle de la susceptibilité du troisième ordre
$\Delta\chi$	variation de la susceptibilité
$\omega$	pulsation
$\Delta\omega$	variation de la pulsation

# Bibliographie

- [1] Daniel Colladon. Sur les réflexions d'un rayon de lumière à l'intérieur d'une veine liquide parabolique. *Compte rendu des séances de l'Académie des sciences*, 15 :800–802, 1842.
- [2] Jacques Babinet. Note sur la transmission de la lumière par des canaux sinueux. *Compte rendu des séances de l'Académie des sciences*, page 802, 1842.
- [3] Jeff Hecht. *City of Light : The Story of Fiber Optic*. Oxford University Press, 1999.
- [4] Daniel Colladon. La fontaine colladon. *La Nature*, 12 :325–326, 1884.
- [5] Robert J. Potter and Cecelia E. Beaser. The history and evolution of fiber optics. In *Proceedings of SPIE*, volume 0014, pages 9–30, 1968.
- [6] John Tyndall. *Notes of a course of nine lecture on Light*. Longmans, Green, and Co, 1870.
- [7] James Clerk Maxwell. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Philosophical Transaction of the Royal Society of London*, 155 :459–512, 1865.
- [8] James Clerk Maxwell. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Oxford Clarendon Press, 1873.
- [9] Oliver Heaviside. On the forces, stresses, and fluxes of energy in the electromagnetic field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London.(A.)*, 183 :423–480, 1892.
- [10] H.F. Taylor and A. Yariv. Guided wave optics. *Proceedings of the IEEE*, 62(8) :1044–1060, 1974.
- [11] Patrice Flichy. *Une histoire de la communication moderne : Espace public et vie privée*. La Découverte, 2004.
- [12] Alexander Graham Bell. On the production an reproduction of sound by light. *American Journal of Science*, 20(118) :305–324, 1880.

- [13] J. L. Baird. British Application 20,469/27, 1927.
- [14] C.W. Hansell. US Patent No. 1,751,584, 1930.
- [15] Govind P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems, 3rd edition*. Wiley-Interscience, 2002.
- [16] T. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187 :493–494, 1960.
- [17] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson. Coherent light emission from gaas junctions. *Physical Review Letters*, 9(9) :366–368, 1962.
- [18] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill Jr., and G. Lasher. Stimulated emission of radiation from gaas p-n junction. *Applied Physics Letters*, 1(3) :62–64, 1962.
- [19] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, and H. J. Zeigler. Semiconductor maser of gaas. *Applied Physics Letters*, 1(4) :91–92, 1962.
- [20] F. Kapron, D. Keck, and R. Maurer. Radiation losses in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 17(10) :423–425, 1970.
- [21] K.C. Kao and G. A. Hockham. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. In *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, volume 113, pages 1151–1158. IET, 1966.
- [22] E. Desurvire, C. Kazmierski, F. Lelarge, X. Marcadet, André Scavennec, F.A. Kish, D.F. Welch, R. Nagarajan, C.H. Joyner, R.P. Schneider Jr., S.W. Corzine, M. Kato, P.W. Evans, M. Ziari, A.G. Dentai, J.L. Pleumeekers, R. Muthiah, S. Bigo, M. Nakazawa, D.J. Richardson, F. Poletti, M.N. Petrovich, S.U. Alam, W.H. Loh, and D.N. Payne. Science and technology challenges in xxist century optical communications. *Comptes Rendus Physique*, 12(4) :387–416, 2011.
- [23] J. Bardeen. Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact. *Physical Review*, 71(10) :717–727, 1947.
- [24] J. Bardeen and W. H. Brattain. The transistor, a semi-conductor triode. *Physical Review*, 74(2) :230–231, 1948.
- [25] G. K. Teal. Method of producing a semiconductor element. US Patent 2,703,296, 1955.
- [26] M. Tanenbaum, L. B. Valdes, E. Buehler, and N. B. Hannay. Silicon n-p-n grown junction transistors. *Journal of Applied Physics*, 26(6) :686–692, 1955.

- [27] J. W. Lathrop and J. R. Nall. Semiconductor construction. US Patent 2,890,395, 1959.
- [28] C. J. Frosch and L. Derick. Surface protection and selective masking during diffusion in silicon. *Journal of the Electrochemical Society*, 104(9) :547–552, 1957.
- [29] C. S. Fuller. Diffusion of donor and acceptor elements into germanium. *Physical Review*, 86(1) :136–137, 1952.
- [30] J. S. Kilby and E. Keonjian. Design of a semiconductor-solid-circuit adder. In *International Electron Devices Meeting*, volume 5, pages 76–78. IEEE, 1959.
- [31] J. S. Kilby. Miniaturized electronic circuits. US Patent 3,138,743, 1964.
- [32] J. A. Hoerni. Planar silicon transistors and diodes. In *International Electron Devices Meeting*, pages 27–29, 1960.
- [33] R. N. Noyce. Semiconductor device-and-lead structure. US Patent 2,981,877, 1961.
- [34] N. Gault and J. Nall. Solid state micrologic elements. In *International Electron Devices Meeting*, volume 7, page 30, 1961.
- [35] S. E. Miller. Integrated optics : An introduction. *Bell System Technical Journal*, 48(7) :2059–2069, 1969.
- [36] C. E. Shannon. A mathematical theory of communication. *Bell System Technical Journal*, 27 :379–423, 1948.
- [37] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics : Theory and Technology*. Springer, 2002.
- [38] E. A. J. Marcatili. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *Bell System Technical Journal*, 48(7) :2071–2102, 1969.
- [39] E. A. J. Marcatili. Bends in optical dielectric guides. *Bell System Technical Journal*, 48(7) :2103–2132, 1969.
- [40] R. Kompfner. Optics at bell laboratories-optical communications. *Applied Optics*, 11(11) :2412–2425, 1972.
- [41] J. E. Goell and R. D. Standley. Sputtered glass waveguide for integrated optical circuits. *Bell System Technical Journal*, 48(10) :3445–3448, 1969.
- [42] J. E. Goell and R. D. Standley. Integrated optical circuits. *Proceedings of the IEEE*, 58(10) :1504–1512, 1970.



- [43] R. Nagarajan, C. H. Joyner, R. P. Schneider, J. S. Bostak, T. Butrie, A. G. Dentai, V. G. Dominic, P. W. Evans, M. Kato, M. Kauffman, et al. Large-scale photonic integrated circuits. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(1) :50–65, 2005.
- [44] C. A. Brackett. Dense wavelength division multiplexing networks : Principles and applications. *IEEE Journal on Selected Areas in Communications*, 8(6) :948–964, 1990.
- [45] Infinera. Photonic integration. White Paper, 2012.
- [46] W. S. Boyle and G. E. Smith. Charge coupled semiconductor devices. *Bell System Technical Journal*, 49(4) :587–593, 1970.
- [47] G. F. Amelio, M. F. Tompsett, and G. E. Smith. Experimental verification of the charge coupled device concept. *Bell System Technical Journal*, 49(4) :593–600, 1970.
- [48] G. T. Reed, W. R. Headley, and C. E. J. Png. Silicon photonics – the early years. In *Integrated Optoelectronic Devices*, pages 1–18. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [49] R. A. Soref. Silicon-based optoelectronics. *Proceedings of the IEEE*, 81(12) :1687–1706, 1993.
- [50] R. Soref and P. L. Joseph. All-silicon active and passive guided-wave components for  $\lambda = 1.3$  and  $1.6 \mu\text{m}$ . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(6) :873–879, 1986.
- [51] Y. A. Vlasov and S. J. McNab. Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends. *Optics Express*, 12(8) :1622–1631, 2004.
- [52] F. Li, S. D. Jackson, C. Grillet, E. Magi, D. Hudson, S. J. Madden, Y. Moghe, C. O’Brien, A. Read, S. G. Duvall, Pe. Atanackovic, B. J. Eggleton, and D. J. Moss. Low propagation loss silicon-on-sapphire waveguides for the mid-infrared. *Optics Express*, 19(16) :15212–15220, 2011.
- [53] G. Cocorullo, F. G. Della Corte, I. Rendina, C. Minarini, A. Rubino, and E. Terzini. Amorphous silicon waveguides and light modulators for integrated photonics realized by low-temperature plasma-enhanced chemical-vapor deposition. *Optics Letters*, 21(24) :2002–2004, 1996.

- 
- [54] A. M. Agarwal, L. Liao, J. S. Foresi, M. R. Black, X. Duan, and L. C. Kimerling. Low-loss polycrystalline silicon waveguides for silicon photonics. *Journal of Applied Physics*, 80(11) :6120–6123, 1996.
- [55] C. Gunn. 10gb/s cmos photonics technology. In *Integrated Optoelectronic Devices*, pages 612501–612501. International Society for Optics and Photonics, 2006.
- [56] C. Manolatou, S. G. Johnson, S. Fan, P. R. Villeneuve, H. A. Haus, and J. D. Joannopoulos. High-density integrated optics. *Journal of Lightwave Technology*, 17(10) :1682–1692, 1999.
- [57] D. Taillaert, W. Bogaerts, P. Bienstman, T. F. Krauss, P. Van Daele, I. Moerman, S. Verstuyft, K. De Mesel, and R. Baets. An out-of-plane grating coupler for efficient butt-coupling between compact planar waveguides and single-mode fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38(7) :949–955, 2002.
- [58] B. Jalali and S. Fathpour. Silicon photonics. *Journal of Lightwave Technology*, 24(12) :4600–4615, 2006.
- [59] R. Soref. The past, present, and future of silicon photonics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 12(6) :1678–1687, 2006.
- [60] R. Soref. Silicon photonics : A review of recent literature. *Silicon*, 2(1) :1–6, 2010.
- [61] R. A. Soref and B. R. Bennett. Electrooptical effect in silicon. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(1) :123–129, 1987.
- [62] O. Boyraz and B. Jalali. Demonstration of a silicon raman laser. *Optics Express*, 12(21) :5269–5273, 2004.
- [63] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, and M. Paniccia. A continuous-wave raman silicon laser. *Nature*, 433(7027) :725–728, 2005.
- [64] D. Liang and J. E. Bowers. Recent progress in lasers on silicon. *Nature Photonics*, 4(8) :511–517, 2010.
- [65] R. J. Keyes and T. M. Quist. Recombination radiation emitted by gallium arsenide. *Proceedings of IRE*, 50(8) :1822–1823, 1962.
- [66] B. Lax. Progress in semiconductor lasers. *Spectrum, IEEE*, 2(7) :62–75, 1965.
- [67] R. J. Deri and E. Kapon. Low-loss iii-v semiconductor optical waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(3) :626–640, 1991.

- [68] I. Moerman, P. P. Van Daele, and P. M. Demeester. A review on fabrication technologies for the monolithic integration of tapers with iii–v semiconductor devices. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(6) :1308–1320, 1997.
- [69] X. Leijtens. Jeppix : the platform for inp-based photonics. *IET Optoelectronics*, 5(5) :202–206, 2011.
- [70] R. C. Alferness, C. H. Joyner, M. D. Divino, and L. L. Buhl. Ingaasp/inp waveguide grating filters for  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ . *Applied Physics Letters*, 45(12) :1278–1280, 1984.
- [71] S. Sakano, H. Inoue, H. Nakamura, T. Katsuyama, and H. Matsumura. Ingaasp/inp monolithic integrated circuit with lasers and an optical switch. *Electronics Letters*, 22(11) :594–596, 1986.
- [72] K. Ishida, H. Nakamura, H. Matsumura, T. Kadoi, and H. Inoue. Ingaasp/inp optical switches using carrier induced refractive index change. *Applied Physics Letters*, 50(3) :141–142, 1987.
- [73] M. Zirngibl, C. Dragone, and C. H. Joyner. Demonstration of a 15 x 15 arrayed waveguide multiplexer on inp. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(11) :1250–1253, 1992.
- [74] M. K. Smit, X. Leijtens, E. Bente, J. van der Tol, H. Ambrosius, D. Robbins, M. J. Wale, N. Grote, and M. Schell. Generic foundry model for inp-based photonics. *IET Optoelectronics*, 5(5) :187–194, 2011.
- [75] M. R. Poulsen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, J. Hübner, M. Kristensen, J. H. Povlsen, K. Rottwitt, M. Svalgaard, and W. Svendsen. Advances in silica-based integrated optics. *Optical Engineering*, 42(10) :2821–2834, 2003.
- [76] M. Kawachi. Silica waveguides on silicon and their application to integrated-optic components. *Optical and Quantum Electronics*, 22(5) :391–416, 1990.
- [77] M. Kawachi. Recent progress in silica-based planar lightwave circuits on silicon. *IEE Proceedings-Optoelectronics*, 143(5) :257–262, 1996.
- [78] C. H. Henry, G. E. Blonder, and R. F. Kazarinov. Glass waveguides on silicon for hybrid optical packaging. *Journal of Lightwave Technology*, 7(10) :1530–1539, 1989.
- [79] Y. P. Li and C. H. Henry. Silica-based optical integrated circuits. *IEE Proceedings-Optoelectronics*, 143(5) :263–280, 1996.

- [80] S. Valette. State of the art of integrated optics technology at leti for achieving passive optical components. *Journal of Modern Optics*, 35(6) :993–1005, 1988.
- [81] S. I. Najafi, T. Touam, R. Sara, M. P. Andrews, and M. A. Fardad. Sol-gel glass waveguide and grating on silicon. *Journal of Lightwave Technology*, 16(9) :1640–1646, 1998.
- [82] X. Orignac, D. Barbier, X. Min Du, R. M. Almeida, O. McCarthy, and E. Yeatman. Sol-gel silica/titania-on-silicon er/yb-doped waveguides for optical amplification at 1.5 $\mu$ m. *Optical Materials*, 12(1) :1–18, 1999.
- [83] A. J. Maker and A. M. Armani. Low-loss silica-on-silicon waveguides. *Optics Letters*, 36(19) :3729–3731, 2011.
- [84] H. Lee, T. Chen, J. Li, O. Painter, and K. J. Vahala. Ultra-low-loss optical delay line on a silicon chip. *Nature communications*, 3 :867, 2012.
- [85] L. Arizmendi. Photonic applications of lithium niobate crystals. *physica status solidi (a)*, 201(2) :253–283, 2004.
- [86] I. P. Kaminow and J. R. Carruthers. Optical waveguiding layers in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>. *Applied Physics Letters*, 22(7) :326–328, 1973.
- [87] E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien, et al. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1) :69–82, 2000.
- [88] N. Courjal, B. Guichardaz, G. Ulliac, J.-Y. Rauch, B. Sadani, H.-H. Lu, and M.-P. Bernal. High aspect ratio lithium niobate ridge waveguides fabricated by optical grade dicing. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 44 :305101, 2011.
- [89] M. N. Armenise. Fabrication techniques of lithium niobate waveguides. In *IEE Proceedings*, volume 135, pages 85–91, 1988.
- [90] P. G. Suchoski, T. K Findakly, and F. J Leonberger. Stable low-loss proton-exchanged LiNbO<sub>3</sub> waveguide devices with no electro-optic degradation. *Optics letters*, 13(11) :1050–1052, 1988.
- [91] I. P. Kaminow, V. Ramaswamy, R. V. Schmidt, and E. H. Turner. Lithium niobate ridge waveguide modulator. *Applied Physics Letters*, 24(12) :622–624, 1974.

- [92] B. L. Booth. Low loss channel waveguides in polymers. *Journal of Lightwave Technology*, 7(10) :1445–1453, 1989.
- [93] S. L. Lalama, J. E. Sorn, and K. D. Singer. Organic materials for integrated optics. In *Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, volume 578, pages 168–172, 1985.
- [94] F. P. Schäfer, W. Schmidt, and J. Volze. Organic dye solution laser. *Applied Physics Letters*, 9(8) :306–309, 1966.
- [95] L. Eldada and L. W. Shacklette. Advances in polymer integrated optics. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(1) :54–68, 2000.
- [96] H. Ma, A. K.-Y. Jen, and L. R. Dalton. Polymer-based optical waveguides : Materials, processing, and devices. *Advanced materials*, 14(19) :1339–1365, 2002.
- [97] M. Immonen, M. Karppinen, and J. K. Kivilahti. Fabrication and characterization of polymer optical waveguides with integrated micromirrors for three-dimensional board-level optical interconnects. *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, 28(4) :304–311, 2005.
- [98] R. Dangel, C. Berger, R. Beyeler, L. Dellmann, M. Gmur, R. Hamelin, F. Horst, T. Lamprecht, T. Morf, S. Oggioni, et al. Polymer-waveguide-based board-level optical interconnect technology for datacom applications. *IEEE Transactions on Advanced Packaging*, 31(4) :759–767, 2008.
- [99] C. W. Tang and S. A. VanSlyke. Organic electroluminescent diodes. *Applied Physics Letters*, 51(12) :913–915, 1987.
- [100] T. Findakly. Glass waveguide by ion exchange : a review. *Optical Engineering*, 24(2) :244–250, 1985.
- [101] R. V. Ramaswamy and R. Srivastava. Ion-exchanged glass waveguides : A review. *Journal of Lightwave Technology*, 6(6) :984–1002, 1988.
- [102] J.-E. Broquin. Glass integrated optics : state of the art and position towards other technologies. In *Integrated Optoelectronic Devices*, page 647507. International Society for Optics and Photonics, 2007.
- [103] A. Tervonen, B. R. West, and S. Honkanen. Ion-exchanged glass waveguide technology : a review. *Optical Engineering*, 50(7) :071107, 2011.

- 
- [104] T. Pradell, J. Moleraw, J. Roque, M. Vendrell-Saz, A. D. Smith, E. Pantos, and D. Crespo. Ionic-exchange mechanism in the formation of medieval luster decorations. *Journal of the American Ceramic Society*, 88(5) :1281–1289, 2005.
- [105] A. K. Varshneya. Chemical strengthening of glass : Lessons learned and yet to be learned. *International Journal of Applied Glass Science*, 1(2) :131–142, 2010.
- [106] D. T. Moore. Gradient-index optics : a review. *Applied Optics*, 19(7) :1035–1038, 1980.
- [107] A. D. Pearson, W. G. French, and E. G. Rawson. Preparation of a light-focusing rod by ion exchange techniques. *Applied Physics Letters*, 15(2) :76–77, 1969.
- [108] T. Izawa and H. Nakagome. Optical waveguide formed by electrically induced migration of ions in glass plates. *Applied Physics Letters*, 21(12) :584–586, 1972.
- [109] H. G. Pfaender. *Schott Guide to Glass*. Chapman & Hall, 1996.
- [110] G. H. Chartier, P. Jaussaud, A. D. de Oliveira, and O. Parriaux. Optical waveguides fabricated by electric-field controlled ion exchange in glass. *Electronics Letters*, 14(5) :132–134, 1978.
- [111] W. K. Burns and A. F. Milton. Mode conversion in planar-dielectric separating waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11(1) :32–39, 1975.
- [112] T Findakly and B Chen. Single-mode integrated optical  $1 \times n$  star coupler. *Applied Physics Letters*, 40(7) :549–550, 1982.
- [113] K. Kaede and R. Ishikawa. Ten-port graded-index waveguide star coupler fabricated by ion diffusion process. *Electronics Letters*, 20(16) :647–648, 1984.
- [114] G Voirin, R Rimet, and G Chartier. Performances of an ion exchanged star coupler for multimode optical communications. In *Integrated Optics*, pages 229–231. Springer, 1985.
- [115] B Buchold and E. Voges. Polarisation insensitive arrayed-waveguide grating multiplexers with ion-exchanged waveguides in glass. *Electronics Letters*, 32(24) :2248–2250, 1996.
- [116] A Tervonen, P Poyhonen, S Honkanen, and M Tahkokorpi. A guided-wave mach-zehnder interferometer structure for wavelength multiplexing. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(6) :516–518, 1991.

- [117] P. Benech, D. Persegol, and F. Saint Andre. A glass ion exchanged mach-zehnder interferometer to stabilise the frequency of a laser diode. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 23(5) :617–619, 1990.
- [118] N. A. Sanford, K. J. Malone, and D. R. Larson. Integrated-optic laser fabricated by field-assisted ion exchange in neodymium-doped soda-lime-silicate glass. *Optics Letters*, 15(7) :366–368, 1990.
- [119] C. Florea and K. A. Winick. Ytterbium-doped glass waveguide laser fabricated by ion exchange. *Journal of Lightwave Technology*, 17(9) :1593–1601, 1999.
- [120] G. L. Vossler, C. J. Brooks, and K. A. Winick. Planar er :yb glass ion exchanged waveguide laser. *Electronics Letters*, 31(14) :1162–1163, 1995.
- [121] D. L. Veasey, D. S. Funk, P. M. Peters, N. A. Sanford, G. E. Obarski, N. Fontaine, M. Young, A. P. Peskin, W.-C. Liu, S. N. Houde-Walter, et al. Yb/er-codoped and yb-doped waveguide lasers in phosphate glass. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 263 :369–381, 2000.
- [122] D. Barbier, M. Rattay, F. Saint Andre, G. Clauss, M. Trouillon, A. Kevorkian, J.-M. P. Delavaux, and E. Murphy. Amplifying four-wavelength combiner, based on erbium/ytterbium-doped waveguide amplifiers and integrated splitters. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(3) :315–317, 1997.
- [123] D. Barbier, P. Bruno, C. Cassagnettes, M. Trouillon, R. L. Hyde, A. Kevorkian, and J. M. P. Delavaux. Net gain of 27 db with a 8.6-cm-long er/yb-doped glass-planar-amplifier. In *Optical Fiber Communication Conference and Exhibit, 1998. OFC'98., Technical Digest*, pages 45–46. IEEE, 1998.
- [124] P. K. Tien. Light waves in thin films and integrated optics. *Applied Optics*, 10(11) :2395–2413, 1971.
- [125] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Optics Letters*, 21(21) :1729–1731, 1996.
- [126] Y. Luo, A. Biswas, A. Frauenglass, and S. R. J. Brueck. Large second-harmonic signal in thermally poled lead glass-silica waveguides. *Applied Physics Letters*, 84(24) :4935–4937, 2004.
- [127] J.-F. Viens, C. Meneghini, A. Villeneuve, T. V. Galstian, E. J. Knystautas, M. A. Duguay, K. A. Richardson, and T. Cardinal. Fabrication and characterization of integrated optical waveguides in sulfide chalcogenide glasses. *Journal of Lightwave Technology*, 17(7) :1184–1191, 1999.

- [128] N. Hô, M. C. Phillips, H. Qiao, P. J. Allen, K. Krishnaswami, B. J. Riley, T. L. Myers, and N. C. Anheier Jr. Single-mode low-loss chalcogenide glass waveguides for the mid-infrared. *Optics letters*, 31(12) :1860–1862, 2006.
- [129] M. Hughes, W. Yang, and D. Hewak. Fabrication and characterization of femtosecond laser written waveguides in chalcogenide glass. *Applied Physics Letters*, 90(13) :131113, 2007.
- [130] A. Zakery and S. R. Elliott. Optical properties and applications of chalcogenide glasses : a review. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 330(1) :1–12, 2003.
- [131] V. G. Ta'Eed, N. J. Baker, L. Fu, K. Finsterbusch, M. R. E. Lamont, D. J. Moss, H. C. Nguyen, B. J. Eggleton, D.-Y. Choi, S. Madden, et al. Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits. *Optics Express*, 15(15) :9205–9221, 2007.
- [132] J. S. Sanghera and I. D. Aggarwal. Active and passive chalcogenide glass optical fibers for ir applications : a review. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 256 :6–16, 1999.
- [133] J. S. Sanghera, L. B. Shaw, L. E. Busse, V. Q. Nguyen, P. C. Pureza, B. C. Cole, B.B. Harrison, I. D. Aggarwal, R. Mossadegh, F. Kung, et al. Development and infrared applications of chalcogenide glass optical fibers. *Fiber & Integrated Optics*, 19(3) :251–274, 2000.
- [134] D. G. Lancaster, S. Gross, H. Ebendorff-Heidepriem, K. Kuan, T. M. Monro, M. Ams, A. Fuerbach, and M. J. Withford. Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written  $\text{Tm}_3^{+}$  :zblan waveguide laser. *Optics Letters*, 36(9) :1587–1589, 2011.
- [135] L. Gasman. New materials renew life for integrated optics. *WDM Solutions*, pages 17–20, 2001.
- [136] K. Petersen, P. Barth, J. Poydock, J. Brown, J. Mallon Jr, and J. Bryzek. Silicon fusion bonding for pressure sensors. In *Solid-State Sensor and Actuator Workshop, 1988. Technical Digest.*, pages 144–147. IEEE, 1988.
- [137] L. Y. Lin, J. L. Shen, S. S. Lee, and M. C. Wu. Realization of novel monolithic free-space optical disk pickup heads by surface micromachining. *Optics Letters*, 21(2) :155–157, 1996.
- [138] A. Opilski, R. Rogozin, M. Blahut, P. Karasin, K. Gut, and Z. Opilski. Technology of ion exchange in glass and its application in waveguide planar sensors. *Optical Engineering*, 36(6) :1625–1638, 1997.



- [139] B. J. Luff, R. Wilson, D. J. Schiffrin, R. D. Harris, and J. S. Wilkinson. Integrated-optical directional coupler biosensor. *Optics Letters*, 21(8) :618–620, 1996.
- [140] BJ Luff, James S Wilkinson, Jacob Piehler, Uwe Hollenbach, Jan Ingenhoff, and Norbert Fabricius. Integrated optical mach-zehnder biosensor. *Journal of Lightwave Technology*, 16(4) :583–592, 1998.
- [141] K. Honda, E. M. Garmire, and K. Wilson. Characteristics of an integrated optics ring resonator fabricated in glass. *Journal of Lightwave Technology*, 2(5) :714–719, 1984.
- [142] K. Tiefenthaler and W. Lukosz. Sensitivity of grating couplers as integrated-optical chemical sensors. *Journal of the Optical Society of America B*, 6(2) :209–220, 1989.
- [143] T. Nappez, E. Ghibaudo, P. Rondeau, J.-P. Schlotterbeck, and J.-E. Broquin. Broad-area laser diode with stable single-mode output and wavelength stabilization. In *SPIE OPTO*, page 82640W, 2012.
- [144] P. L. Inácio, B. J Barreto, F. Horowitz, R. R. B. Correia, and M. B Pereira. Silver migration at the surface of ion-exchange waveguides : a plasmonic template. *Optical Materials Express*, 3(3) :390–399, 2013.
- [145] J. Homola, S. S. Yee, and G. Gauglitz. Surface plasmon resonance sensors : review. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 54(1) :3–15, 1999.
- [146] R. I. MacDonald, D. K. W. Lam, and B. A. Syrett. Hybrid optoelectronic integrated circuit. *Applied Optics*, 26(5) :842–844, 1987.
- [147] J.-E. Broquin. Ion exchanged integrated devices. In *Symposium on Integrated Optics*, pages 105–117. International Society for Optics and Photonics, 2001.
- [148] P. Benech, I. Schanen, and V. Minier. Integrated optics sensors on glass. In *Integrated Optoelectronic Devices 2005*, pages 74–82. International Society for Optics and Photonics, 2005.
- [149] S. Blaize, J.-E. Broquin, J. Philipsen, and C. Cassagnetes. 1.55- $\mu\text{m}$  dfb waveguide lasers integrated on yb-er-doped phosphate glass substrate. In *Symposium on Integrated Optics*, pages 389–395. International Society for Optics and Photonics, 2001.

- 
- [150] L. Bastard, S. Blaize, and J.-E. Broquin. Glass integrated optics ultranarrow linewidth distributed feedback laser matrix for dense wavelength division multiplexing applications. *Optical Engineering*, 42(10) :2800–2804, 2003.
- [151] D. Bucci, J. Grelin, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin. Realization of a 980-nm/1550-nm pump-signal (de)multiplexer made by ion-exchange on glass using a segmented asymmetric y-junction. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(9) :698–700, 2007.
- [152] L. Onestas, D. Bucci, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin. Vertically integrated broadband duplexer for erbium-doped waveguide amplifiers made by ion exchange on glass. *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(10) :648–650, 2011.
- [153] F. Gardillou, L. Bastard, and J.-E. Broquin. 4.25 db gain in a hybrid silicate/phosphate glasses optical amplifier made by wafer bonding and ion-exchange techniques. *Applied Physics Letters*, 85(22) :5176–5178, 2004.
- [154] F. Gardillou, L. Bastard, and J.-E. Broquin. Integrated optics bragg filters made by ion exchange and wafer bonding. *Applied Physics Letters*, 89 :101123, 2006.
- [155] L. Bastard, J.-E. Broquin, Fl. Gardillou, C. Cassagnettes, J.-P. Schlotterbeck, and P. Rondeau. Development of an ion-exchanged glass integrated optics dfb laser for a lidar application. In *SPIE OPTO : Integrated Optoelectronic Devices*, page 721817. International Society for Optics and Photonics, 2009.
- [156] T. Nappez. *Hybridation d’un module de pompe sur un substrat de verre pour application à un LiDAR embarqué*. PhD thesis, Grenoble INP, 2012.
- [157] M. Casale, D. Bucci, L. Bastard, and J.-E. Broquin. 1.55  $\mu\text{m}$  hybrid waveguide laser made by ion-exchange and wafer bonding. In *SPIE OPTO*, page 826409. International Society for Optics and Photonics, 2012.
- [158] R. Salas-Montiel, L. Bastard, G. Grosa, and J.-E. Broquin. Hybrid neodymium-doped passively q-switched waveguide laser. *Materials Science and Engineering : B*, 149(2) :181–184, 2008.
- [159] B. Charlet, L. Bastard, and J.-E. Broquin. 1 kw peak power passively q-switched  $\text{Nd}^{3+}$ -doped glass integrated waveguide laser. *Optics Letters*, 36(11) :1987–1989, 2011.
- [160] A. Schimpf, D. Bucci, M. Nannini, A. Magnaldo, L. Couston, and J.-E. Broquin. Photothermal microfluidic sensor based on an integrated young interferometer.

- rometer made by ion exchange in glass. *Sensors and Actuators B : Chemical*, 163(1) :29–37, 2012.
- [161] E. Jardinier, D. Bucci, L. Couston, F. Canto, A. Magnaldo, and J-E. Broquin. Glass integrated nanochannel waveguide for concentration measurements. In *SPIE OPTO*, page 86270L. International Society for Optics and Photonics, 2013.
- [162] E. Jardinier. *Co-intégration de fonctions micro-fluidiques et optiques sur substrat de verre pour l'analyse en milieu hostile*. PhD thesis, Grenoble INP, 2013.
- [163] G. I. Stegeman, E. M. Wright, N. Finlayson, R. Zanoni, and C. T. Seaton. Third order nonlinear integrated optics. *Journal of Lightwave Technology*, 6(6) :953–970, 1988.
- [164] G. B. Hocker and W. K. Burns. Mode dispersion in diffused channel waveguides by the effective index method. *Applied Optics*, 16(1) :113–118, 1977.
- [165] W. H. Zachariasen. The atomic arrangement in glass. *Journal of the American Chemical Society*, 54(10) :3841–3851, 1932.
- [166] M. L. Huggins. The refractive index of silicate glasses as a function of composition. *Journal of the Optical Society of America*, 30(10) :495–504, 1940.
- [167] A. Brandenburg. Stress in ion-exchanged glass waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 4(10) :1580–1593, 1986.
- [168] A. Lupascu, A. Kevorkian, T. Boudet, F. Saint-André, D. Persegol, and M. Levy. Modeling ion exchange in glass with concentration-dependent diffusion coefficients and mobilities. *Optical Engineering*, 35(6) :1603–1610, 1996.
- [169] J. E. Kelly III, J. F. Cordaro, and M. Tomozawa. Correlation effects on alkali ion diffusion in binary alkali oxide glasses. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 41(1) :47–55, 1980.
- [170] G. Stewart, C. A. Millar, P. J. R. Laybourn, C. D. W. Wilkinson, and R. DeLaRue. Planar optical waveguides formed by silver-ion migration in glass. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 13(4) :192–200, 1977.
- [171] R. H. Doremus. Exchange and diffusion of ions in glass. *Journal of Physical Chemistry*, 68(8) :2212–2218, 1964.
- [172] J. Crank. *The Mathematics of Diffusion, 2nd Edition*. Oxford Clarendon Press, 1975.

- [173] R. V. Ramaswamy and S. I. Najafi. Planar, buried, ion-exchanged glass waveguides : Diffusion characteristic. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(6) :883–891, 1986.
- [174] L. Onestas. *Intégration certicale d’une fonction dichroïque en optique intégrée sur verre : Application à un duplexeur pompe/signal pour amplificateur optique hybride*. PhD thesis, Grenoble INP, 2010.
- [175] R. Baets and P. E. Lagasse. Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides. *Journal of the Optical Society of America*, 73(2) :177–182, 1983.
- [176] K. Petermann. Fundamental mode microbending loss in graded-index and w fibres. *Optical and Quantum Electronics*, 9(2) :167–175, 1977.
- [177] M. Heiblum and J. H. Harris. Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11(2) :75–83, 1975.
- [178] G. L. Yip and J. Finak. Directional-coupler power divider by two-step  $k^+$ -ion exchange. *Optics Letters*, 9(9) :423–425, 1984.
- [179] A. Hardy and W. Streifer. Coupled mode theory of parallel waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, 3(5) :1135–1146, 1985.
- [180] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics, 3rd edition*. Academic Press, 2001.
- [181] D. Bucci. *Mise au point d’un duplexeur pompe/signal à base de guides segmentés en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Grenoble INP, 2006.
- [182] S. A. Korff and G. Breit. Optical dispersion. *Reviews of Modern Physics*, 4(3) :471–503, 1932.
- [183] O. Bertoldi, J.-E. Broquin, G. Vitrant, V. Collomb, M. Trouillon, and V. Minier. Use of selectively buried ion exchange waveguides for the realisation of bragg grating filters. In *Photonics Europe*, pages 182–190, 2004.
- [184] M. Casale. *Réalisation d’un laser DFB hybride sur substrat de verre*. PhD thesis, Grenoble INP, 2014.
- [185] J. Goupy. *Pratiquer les plans d’expériences*. Dunod, 2005.
- [186] G. J. Janz. Properties of nitrates, nitrites, and mixtures. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1(3) :583–624, 1972.
- [187] O. Bertoldi. *Etude et réalisation d’un multiplexeur à insertion-extraction de longueur d’ondes en optique intégrée sur verre*. PhD thesis, Grenoble INP, 2005.

- [188] F. J. McClung and R. W. Hellwarth. Giant optical pulsations from ruby. *Journal of Applied Physics*, 33(3) :828–829, 1962.
- [189] L. E. Hargrove, R. L. Fork, and M. A. Pollack. Locking of he-ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*, 5(1) :4–5, 1964.
- [190] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau. Self modelocking of laser with saturable absorbers. *Applied Physics Letters*, 8(7) :174–176, 1966.
- [191] C. V. Shank and E. P. Ippen. Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser. *Applied Physics Letters*, 24(2) :373–375, 1974.
- [192] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 7(4) :118–119, 1961.
- [193] B. Charlet. *Étude et réalisation de sources laser impulsionnelles en optique intégrée sur verre : Application à la génération de supercontinuum*. PhD thesis, Grenoble INP, 2011.
- [194] J. H. Cullom and R. W. Waynant. Determination of laser damage threshold for various glasses. *Applied Optics*, 3(8) :989–990, 1962.
- [195] M. Bass and H. H. Barrett. Avalanche breakdown and the probabilistic nature of laser-induced damage. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 8(3) :338–343, 1972.
- [196] D. W. Fradin and M. Bass. Comparison of laser-induced surface and bulk damage. *Applied Physics Letters*, 22(4) :157–159, 1973.
- [197] N. Bloembergen. Role of cracks, pores, and absorbing inclusions on laser induced damage threshold at surfaces of transparent dielectrics. *Applied Optics*, 12(4) :661–664, 1973.
- [198] C. R. Giuliano. Laser-induced damage in transparent dielectrics : ion beam polishing as a means of increasing surface damage thresholds. *Applied Physics Letters*, 21(1) :39–41, 1972.
- [199] L. D. Merkle, N. Koumvakalis, and M. Bass. Laser-induced bulk damage in  $\text{SiO}_2$  at 1.064, 0.532, and 0.355  $\mu\text{m}$ . *Journal of Applied Physics*, 55(3) :772–775, 1984.
- [200] N. Bloembergen. Laser-induced electric breakdown in solids. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 10(3) :375–386, 1974.

- [201] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Physical Review Letters*, 74(12) :2248–2251, 1995.
- [202] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Optical ablation by high-power short-pulse lasers. *Journal of the Optical Society of America B*, 13(2) :459–468, 1996.
- [203] R. W. Hopper and D. R. Uhlmann. Mechanism of inclusion damage in laser glass. *Journal of Applied Physics*, 41(10) :4023–4037, 1970.
- [204] L. M. Cabalín and J. J. Laserna. Experimental determination of laser induced breakdown thresholds of metals under nanosecond Q-switched laser operation. *Spectrochimica Acta Part B*, 53 :723–730, 1998.
- [205] S. W. Allison, G. T. Gillies, D. W. Magnuson, and T. S. Pagano. Pulsed laser damage to optical fibers. *Applied Optics*, 24(19) :3140–3145, 1985.
- [206] A. V. Smith and B. T. Do. Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm. *Applied Optics*, 47(26) :4812–4832, 2008.
- [207] A. V. Smith, B. T. Do, G. R. Hadley, and R. L. Farrow. Optical damage limits to pulse energy from fibers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(1) :153–158, 2009.
- [208] L. A. G. Jahn, J. J. Kasinski, and R. J. D. Miller. High-energy handling capabilities of optical fibers" application to pulse compression and direct generation of megawatt picosecond pulses. *Applied Physics A*, 43(1) :41–46, 1987.
- [209] M. Hercher. Laser-induced damage in transparent media. *Journal of the Optical Society of America*, 54(4) :563, 1964.
- [210] B.-H. Choi, H.-H. Lee, S. Jin, S. Chun, and S.-H. Kim. Characterization of the optical properties of silver nanoparticle films. *Nanotechnology*, 18(7) :0757706, 2007.
- [211] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics, Second edition*. Wiley-Interscience, 2007.
- [212] R. H. Stolen. The early years of fiber nonlinear optics. *Journal of Lightwave Technology*, 26(9) :1021–1031, 2008.
- [213] R. G. Smith. Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated raman and brillouin scattering. *Applied Optics*, 11(11) :2489–2494, 1972.

- [214] J. K. Ranka, R. S. Windeler, and Stentz A. J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Optics Letters*, 25(1) :25–27, 2000.
- [215] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber. *Reviews of modern physics*, 78(4) :1135–1184, 2006.
- [216] D. Duchesne, M. Peccianti, M. R. E. Lamont, M. Ferrera, L. Razzari, F. Légaré, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss. Supercontinuum generation in a high index doped silica glass spiral waveguide. *Optics Express*, 18(2) :923–930, 2010.
- [217] D. Y. Oh, D. Sell, H. Lee, K. Y. Yang, S. A. Diddams, and K. J. Vahala. Supercontinuum generation in an on-chip silica waveguide. *Optics Letters*, 39(4) :1046–1048, 2014.
- [218] A. Gabel, K. W. DeLong, C. T. Seaton, and G. I. Stegeman. Efficient degenerate four-wave mixing in an ion-exchanged semiconductor-doped glass waveguide. *Applied Physics Letters*, 51(21) :1682–1684, 1987.
- [219] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, M. K. Oliver, J. L. Jackel, D. E. Leaird, E. M. Vogel, and P. W. E. Smith. Observation of spatial optical solitons in a nonlinear glass waveguide. *Optics Letters*, 15(9) :471–473, 1990.
- [220] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical Review*, 127(4) :1918–1939, 1962.
- [221] R. R. Alfano and S. L. Shapiro. Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses. *Physical Review Letters*, 24(11) :592–594, 1970.
- [222] R. H. Stolen and C. Lin. Self-phase-modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 17(2) :1448–1453, 1978.
- [223] C. V. Raman. A new radiation. *Indian Journal of physics*, 2 :387–398, 1928.
- [224] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes. Raman oscillation in glass optical waveguide. *Applied Physics Letters*, 20(2) :62–64, 1972.
- [225] R. H. Stolen and E. P. Ippen. Raman gain in glass optical waveguides. *Applied Physics Letters*, 22(6) :276–278, 1973.
- [226] R. H. Stolen. Phase-matched-stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 11(3) :100–103, 1975.

- 
- [227] I. Newton. *Opticks : or a Treatise of the Reflexions, Refractions Inflexions and Colours of Light*. Smith & Walford, 1704.
  - [228] C. M. B. Cordeiro, W. J. Wadsworth, T. A. Birks, and P. St. J. Russell. Engineering the dispersion of tapered fibers for supercontinuum generation with a 1064 nm pump laser. *Optics Letters*, 30(15) :1980–1981, 2005.
  - [229] R. H. Stolen and A. M. Johnson. The effect of pulse walkoff on stimulated raman scattering in fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(11) :2154–2160, 1986.
  - [230] R. R. Alfano, P. L. Baldeck, F. Raccach, and P. P. Ho. Cross phase modulation measured in optical fibers. *Applied Optics*, 26(17) :3491–3492, 1987.
  - [231] L. G. Cohen and C. Lin. A universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near-ir fiber raman laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 14(11) :855–859, 1978.
  - [232] T. A. Birks, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell. Supercontinuum generation in tapered fibers. *Optics Letters*, 25(19) :1415–1417, 2000.
  - [233] F. Ladouceur and P. Labeye. A new general approach to optical waveguide path design. *Journal of Lightwave Technology*, 13(3) :481–491, 1995.
  - [234] E. Jordan. Développement de guides d’ondes sur verre à fort contraste d’indice pour l’étude d’effets non-linéaires. Master’s thesis, Grenoble INP, 2013.
  - [235] D. L. Lee. *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. Wiley, 1986.
  - [236] H. Kogelnik and R. V. Ramaswamy. Scaling rules for thin-film optical waveguide. *Applied Optics*, 13(8) :1857–1862, 1974.
  - [237] P. K. Tien and R. Ulrich. Theory of prism-film coupler and thin-film light guides. *Journal of the Optical Society of America*, 60(10) :1325–1337, 1970.
  - [238] P. Mathey and P. Jullien. Numerical analysis of a wkb inverse method in view of index profile reconstruction in diffused waveguides. *Optics Communications*, 122 :127–134, 1996.
  - [239] J.-E. Broquin, E. Ghibaudo, A. Najar, A. Huignard, J. Sellier, and Lalande. Composition de verre pour échange ionique au thallium et substrat en verre obtenu. French Patent 2936794-A1, 2008.
  - [240] P. Vanýsek. *Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 2009.



## Bibliographie

---

## Résumé

L'optique intégrée sur verre est une technologie mature dont les nombreuses applications vont des télécommunications optiques aux capteurs. L'amélioration constante des performances des dispositifs réalisés est basée sur une densification des fonctions et donc une réduction des dimensions des guides d'onde ainsi qu'une augmentation de la densité de puissance que ceux-ci transportent. Dans ce travail, nous avons donc étudié les performances ultimes de la technologie de l'échange d'ions argent/sodium sur verre en matière de confinement et de longueur de propagation. En particulier, dans le cas de la génération d'effets non-linéaires, nous avons mis en évidence la nécessité de trouver un compromis entre ces deux aspects. Nous démontrons alors que les performances des guides d'onde obtenus par échange d'ions argent/sodium sont intrinsèquement limitées par les pertes optiques attribuées à la présence d'argent métallique. Ceci se traduit par la présence d'un seuil d'endommagement à fortes densités de puissances. Pour dépasser cette limitation nous avons proposé et initié alors un changement radical de technologie dont nous présentons les premiers résultats obtenus par échange thallium/sodium sur un verre spécifiquement développé.

**Mots clés :** optique intégrée, échange d'ions, confinement, endommagement, optique non-linéaire

---

## Abstract

Glass integrated optics is a key enabling technology which applications range from optical telecommunications to sensors. The steady improvement of devices performances is sustained by an increasing functions density and thus smaller waveguides supporting higher power densities. In this work we investigate the ultimate performances in terms of confinement and propagation length of the silver/sodium ion-exchanged waveguides fabricated on glass technology. In particular, a trade-off between these two features has been highlighted in the case of nonlinear effects. We then demonstrate that the performances of silver/sodium ion-exchanged waveguides are mainly limited by optical losses introduced by metallic silver aggregates even for buried low-losses waveguides. Hence the waveguides exhibit a damage threshold for high power densities. To overcome this limitation a major technology change has been initiate and we present the first results obtained by thallium/sodium ion exchange.

**Keywords :** integrated optics, ion exchange, confinement, damage, nonlinear optics